

Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Kunststofflichtleitern zur Leistungsübertragung

Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades Doktor-Ingenieur

vorgelegt von
Hans-Dieter Reidenbach

Erlangen 1976

1976 # 308

Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Kunststofflichtleitern zur Leistungsübertragung

Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades Doktor-Ingenieur

vorgelegt von
Hans-Dieter Reidenbach

Erlangen 1976



Als Dissertation genehmigt vom
Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen - Nürnberg

Tag der Einreichung:	11. Juni 1976
Tag der Promotion:	28. Juli 1976
Dekan:	Professor Dr. rer. nat. H. J. Schneider
Berichterstatter:	Professor Dr.-Ing. H. Brand
	Professor Dr. rer. nat. A. W. Lohmann

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Abkürzungen für Kunststoffe	iii
Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen	V
1. Einleitung und Aufgabenstellung	1
1.1 Historischer Überblick	1
1.2 Problemstellung und Zielsetzung	3
2. Theorie der Lichtleiter	5
2.1 Überblick über vorhandene theoretische Abhandlungen	5
2.2 Der ideale Lichtleiter	6
2.2.1 Geometrische Optik bei Meridionalstrahlen	7
2.2.1.1 Der gerade Lichtleiter und die Lichtleiter-Kenngrößen	7
2.2.1.2 Der Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene	17
2.2.1.3 Der gekrümmte Lichtleiter	21
2.2.1.4 Der Lichtleiter mit Durchmesseränderungen	37
2.2.2 Geometrische Optik bei Nichtmeridionalstrahlen	53
2.2.2.1 Der gerade Lichtleiter	54
2.2.2.2 Der Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene	64
2.2.2.3 Der konische Lichtleiter	66
2.2.2.4 Der gekrümmte Lichtleiter	68
2.2.3 Lichtleiter mit elliptischem Querschnitt	76
2.2.4 Ausbreitung von Strahlenbündeln endlichen Durchmessers in Lichtleitern	80
3. Der verlustbehaftete Lichtleiter in Theorie und Experiment	83
3.1 Verlustmechanismen bei Lichtleitern	83
3.1.1 Fresnel-Reflexionsverluste	83
3.1.2 Absorptionsverluste	88
3.1.3 Verluste durch Streuung	91
3.1.4 Dämpfung bei Kunststoffgrundmaterialien	94
3.1.5 Verluste durch nichtideale Totalreflexion	99
3.1.6 Der Transmissionsgrad bei Lichtleitern	116
4. Die Übertragung hoher optischer Leistungen mit Kunststoff- Lichtleitern	121

	Seite
4.1	Erfordernisse an einen Lichtleiter zur raschen ortsveränder- 122
	lichen Leistungsübertragung 122
4.2	Überblick über bisher verwendete Lichtleiter für höhere 123
	Leistungen 123
4.3	Wahl des Lichtleitertyps 126
4.4	Optische Eigenschaften der Kunststofflichtleiter 133
4.4.1	Gesamtdämpfung und Transmission 133
4.4.2	Spektrale Transmission 143
4.4.3	Opto-technologische Gesichtspunkte zur Lichtleiterher- 163
	stellung 163
4.4.4	Optische Leistungsfestigkeit im Dauerstrichbetrieb 176
4.4.5	Strahldivergenz und Intensitätsverteilung am Lichtleiter- 192
	ende 192
4.4.6	Streuverhalten und Leistungsbilanz bei Kunststofflicht- 199
	leitern 199
4.5	Opto-mechanische Eigenschaften der Kunststofflichtleiter ... 207
4.6	Thermische Eigenschaften von Kunststofflichtleitern 214
4.7	Pulsübertragung mit Kunststoff-Lichtleitern 215
5.	Zusammenfassung 217
	Literatur L 1

Abkürzungen für Kunststoffe:

AMMA	Acrylnitril+Methylmethacrylat-Copolymerisat
CA	Celluloseacetat
CAB	Celluloseacetobutyrat
CP	Cellulosepropionat
EP	Epoxy (d) harz
FEF	Tetrafluoräthylen+Hexafluorpropylen-Copolymerisat (Polytetrafluoräthylenperfluorpropylen)
HFP	Hexafluorpropylen
PA	Polyamid
PBMA	Poly-n-butylmethacrylat
PC	Polycarbonat
PCHMA	Polycyclohexylmethacrylat
PCTFE	Polychlortrifluoräthylen
PDAGC	Polydiallylglykolcarbonat
PDAIP	Polydiallylisophthalat
PDAP	Polydiallylphthalat
PDIHFBA	Poly-1,1-dihydroperfluorbutylacrylat
PDIHFHA	Poly-1,1-dihydroperfluorhexylacrylat
PDMS	Polydimethylsiloxan
PETP	Polyäthylenglykolterephthalat
PCH	Phenolgießharz
PMMA	Polymethylmethacrylat
PMP	Poly-4-methylpenten-1
PP	Polypropylen
PS	Polystyrol
PTFAMA	Polytrifluoräthylmethacrylat
PTFE	Polytetrafluoräthylen
PTFPMA	Polytrifluorisopropylmethacrylat
PTHFMA	Poly-1,1,5-trihydroperfluorpentylmethacrylat
PTHFPMA	Poly-1,1,3-trihydroperfluorpropylmethacrylat
PVB	Polyvinylbutyral
PVBL	Polyvinylbenzoat
PVC	Polyvinylchlorid
PVDC	Polyvinylidenchlorid
PVDF	Polyvinylidenfluorid
PVF	Polyvinylfluorid

PVFA	Polyvinyltrifluoracetat
SAN	Styrol+Acrylnitril-Copolymerisat
UP	Ungesättigter Polyester
VDFP	Vinylidenfluorid+Hexafluorpropylen-Copolymerisat

Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen

A	Numerische Apertur
A_m	Faktor
A_r	Numerische Apertur beim gekrümmten Lichtleiter
A_s	Lokale Numerische Apertur bei Nichtmeridionalstrahlen
A_w	Fleckgröße
$A(z_0)$	Numerische Apertur beim Lichtleiter mit variablem Durchmesser
A_ϕ	Numerische Apertur beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene
A_β	Numerische Apertur beim konischen Lichtleiter mit $d_1 > d_2$
$A_{\beta'}$	Numerische Apertur beim konischen Lichtleiter mit $d_2 > d_1$
A_0, A_1, A_2	Koeffizienten
A_{12}	Kern/Mantel-Grenzfläche
A_{23}	Mantel/Umgebungs-Grenzfläche
A', C', E', H'	Hilfspunkte beim konischen Lichtleiter
a_a	Dämpfungsbelag
a_e, b_e	Koeffizienten
a_G	Grundmaterialdämpfungsbelag
a_j	Verhältnissfaktor
a_{TL}	Gesamtdämpfungsbelag, Lichtleiterdämpfungsbelag
B, C, D, E, F, G	Reflexionspunkte am Kern/Mantel-Übergang
B_m	Bernoullische Zahlen
B', C'	Projektionspunkte
b	Temperaturleitzahl
$b, c, d, e, p, q, u, v, f, s, s_0, u_0, v_0$	Koeffizienten in Gleichungen höheren Grades
c	Phasengeschwindigkeit
c_0	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
c_p	Spezifische Wärme
D	Manteldurchmesser
$D_{ s}, D_{\perp s}$	Strahlversetzungen für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht
d	Kerndurchmesser
d_A	Strahldurchmesser am Probenanfang
d_F	Durchmesser des Meßlichtleiters
d_{KS}	Kernsehne bei Nichtmeridionalstrahlen
d_a, d_b	Ellipsenachse
d_1, d_2	Kerndurchmesser eines Konus

d_{1S}, d_{2S}	Effektive Kerndurchmesser
E	Elektrische Feldstärke
$\vec{E}$	Elektrischer Feldvektor
E_B, E_B', E_P	Ebenen
E_m	Elastizitätsmodul
E_{tT}	Komplexe Amplitude des elektrischen Feldes
$\vec{E}_{tT}$	Vektor des elektrischen Feldes bei Totalreflexion
$\vec{e}_{tT}$	Einheitsvektor
F_l	Längenverhältnissfunktion
$F_{\theta_2}(\vartheta_2)$	Verteilungsfunktion
f	Brennweite, Brennnlinienabstand
f_e	Elliptizitätsfaktor
$f(z_0)$	Raumkurve
$f_S(z_0)$	Raumkurve bei Nichtmeridionalstrahlen
$f(z_0^{P-1}), f(z_0^P), f^P(z_0)$	Raumkurvenpunkte
$f_{\theta_2}(\vartheta_2)$	Abweichungsfunktion
$f_0(\vartheta_2)$	Abweichungsfunktion für $\theta_2 = 0$
f_1, f_2	Brennweite
g_S	Geometriestörungskoeffizient
H	Reflexionspunkt an der Mantel/Umgebungs-Grenzfläche
h	Ganghöhe
$I(\theta_0)$	Intensitätsverteilung vor dem Lichtleiteranfang
$I(\varphi_e, \psi, z)$	Streulicht-Intensitätsverteilung
K_T	Totalreflexionskorrekturfaktor
$\underline{k}$	Komplexes Ausbreitungsmaß
L	Lichtleiterlänge
$L_K, L_{K'}$	Konuslänge
L_O	Gesamte optische Weglänge
L_{Or}	Gesamte optische Weglänge beim gekrümmten Lichtleiter
L_{OS}	Gesamte optische Reflexionslänge für Nichtmeridionalstrahlen
$L_{O\beta}$	Gesamte optische Weglänge beim Konus
$L_{O\beta'}$	Gesamte optische Weglänge beim Konus mit $d_2 > d_1$
L_r	Geometrische Länge eines gekrümmten Lichtleiterteils
L_S	Länge des Lichtleiters
$L(z_0)$	Länge eines Lichtleiters mit variablem Durchmesser
l	Reflexionslänge
l_S	Reflexionslänge bei Nichtmeridionalstrahlen

$l^p(z_0), l(z_0)$	p-te Reflexionslänge beim Lichtleiter mit variablem Durchmesser
l_o	Optische Reflexionslänge
l_{or}	Optische Reflexionslänge beim gekrümmten Lichtleiter
l_{os}	Optische Reflexionslänge bei Nichtmeridionalstrahlen
l_{os3}	Optische Mantelreflexionslänge für Nichtmeridionalstrahlen
l_{OT}	Optische Weglänge im Mantel
$l_o(z_0)$	Optische Weglänge beim Lichtleiter mit variablem Durchmesser
l_{O3}	Optische Mantelreflexionslänge für Meridionalstrahlen
M	Krümmungsmittelpunkt
M_1	Meßwert
M'	Ebene durch Krümmungsmittelpunkt
$\text{Max}(a,b)$	Maximum von a,b
m	Index; Laufzahl
m_{ij}	Teilmeßwert
$\text{min}(a,b)$	Minimum von a,b
N	Gesamtzahl der Totalreflexionen
N_{max}	Maximalzahl der Totalreflexionen
N_r	Gesamtzahl der Totalreflexionen beim gekrümmten Lichtleiter
N_s	Gesamtzahl der Reflexionen für Nichtmeridionalstrahlen
N_v	Zahl der ausbreitungsfähigen Wellentypen
N_β	Gesamtzahl der Reflexionen beim Konus
$N_{\beta'}$	Gesamtzahl der Reflexionen beim Konus mit $d_2 > d_1$
n	Zahl der Reflexionen pro Längeneinheit
n_e	Brechungsindex des außerordentlichen Strahls
n_r	Anzahl der Reflexionen pro Längeneinheit beim gekrümmten Lichtleiter
n_s	Anzahl der Reflexionen für Nichtmeridionalstrahlen
n_{s3}	Reflexionszahl im Mantel für Nichtmeridionalstrahlen
n_0	Brechungsindex am Lichtleiteranfang
n_o	Brechungsindex des ordentlichen Strahls
$\underline{n}_0$	Komplexer Brechungsindex vor dem Lichtleiteranfang
n_1	Brechungsindex des Kerns
$\underline{n}_1$	Komplexer Brechungsindex des Kerns
$\vec{n}_1, \vec{n}_2$	Richtungsvektoren
n_2	Brechungsindex des Mantels
n_3	Brechungsindex des umgebenden Mediums
n_4	Brechungsindex am Lichtleiterende

n'	Lichtleitereintrittsflächennormale
n', n''	Normalen
O, O'	Kreismittelpunkte
P, P_1, P_2	Strahleinkoppelstelle
P_A	Absorptionsverluste
P_A	In den Mantel eingekoppelte Leistung
P_{AU}	Abgestrahlte Leistung
P_{aus}	Ausgangsleistung hinter einer Probe
P'_{aus}	Ausgangsleistung im Medium
P_{ein}	Eingangsleistung vor einer Probe
P'_{ein}	Eingangsleistung im Medium
$P_{ein, \Delta d}$	Leistungsanteil, der auf die Mantelstirnfläche fällt
P_K	Leistung im Kern
P_{KMU}	Leistung im Kern, Mantel und Umgebung
P_{LL}	Gesamtleistung im Lichtleiter
P_M, P_{AM}	Leistung im Mantel
P_{MK}, P_{KM}	Leistung im Kern und Mantel
P_{MU}	Leistung im Mantel und Umgebung
P_R	Gesamte abgestrahlte Leistung
P_{RA}	Fresnelverluste am Lichtleiteranfang
P_{RE}	Fresnelverluste am Lichtleiterende
P_S	Gesamtstreuverluste
$P_{s\varphi}$	Streuverteilung
P_U	Leistung außerhalb des Mantels
p	Superscript
P_A	Spezifische Absorptionsverluste
P_A	Leistungsdichte
P_{aus}	Leistungsdichte am Lichtleiterausgang
P_S	Spezifische Streuverluste
$P_{02}(\vartheta_2), P_0(\vartheta_2)$	Wahrscheinlichkeit
Q	Wärmeenergie
Q_A	Wärmeenergieflächendichte
Q_1	Strahlauskopplungsstelle
q	Spezifische Wärmemenge
R	Reflexionsgrad für senkrechte Inzidenz
R_g	Reflexionsgrad, durch Geometriestörung bedingt
R_{UA}	Reflexionsgrad für unpolarisiertes Licht am Lichtleiteranfang
$R_{\parallel A}, R_{\perp A}$	Reflexionsgrade am Lichtleiteranfang

$R_{\parallel E}, R_{\perp E}$	Reflexionsgrade am Lichtleiterende
$R_{\parallel K}, R_{\perp K}$	Reflexionsgrade am Kern/Mantel-Übergang
r	Krümmungsradius bezogen auf die Lichtleiterachse
r_B	Radius des Reflexionskreises
r_g	Grenzkümmungsradius für $\theta_r(2m+2) = \frac{\pi}{2}$
r_K	Lichtleiter-Kernradius
$r_{K\Phi}$	Kernradius beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene
r_M	Mantelradius
r_{me}	Minimaler mechanisch zulässiger Krümmungsradius
r_O	Zylinderkoordinate
r_{om}	Minimaler optischer Krümmungsradius
$r_{o\Phi}$	Zylinderkoordinate
r_q	Aperturradius
$\underline{r}_{\parallel A}, \underline{r}_{\perp A}$	Komplexe Reflexionsfaktoren am Lichtleiteranfang für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht
$r_{\parallel K}$	Reflexionsfaktor der Kern/Mantel-Grenzfläche für Polarisation parallel zur Einfallsebene
$\underline{r}_{\parallel K}, \underline{r}_{\perp K}$	Komplexe Reflexionsfaktoren am Kern/Mantel-Übergang für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht
$r'_{\parallel K}$	Sekundärer Kernreflexionsfaktor bei paralleler Polarisation
$r_{\parallel M}$	Mantelreflexionsfaktor bei paralleler Polarisation
$r'_{\perp K}$	Reflexionsfaktor der Kern/Mantel-Grenzfläche für Polarisation senkrecht zur Einfallsebene
$r_{\perp M}$	Mantelreflexionsfaktor bei senkrechter Polarisation
$r'_{\perp K}$	Sekundärer Kernreflexionsfaktor bei senkrechter Polarisation
r_1, r_3	Äußerer Krümmungsradius des Lichtleiters
r_2	Innerer Krümmungsradius des Lichtleiters
$\vec{S}$	Poynting-Vektor
$\langle \vec{S} \rangle$	Mittelwert des Poynting-Vektors
T	Transmission
T_{LS}	Transmissionsgrad eines Lichtleiters
$T(\lambda)$	Spektrale Transmission
t	Zeit
$ t $	Geradenparameter
$ t _e$	Geradengleichungsparameter für Ellipsen
t_1, t_2	Tangenten
$t'_{\parallel K}$	Sekundärer Transmissionsfaktor bei paralleler Polarisation
$t'_{\perp K}$	Sekundärer Transmissionsfaktor bei senkrechter Polarisation

V	Parameter der normierten Frequenz
v	Schwingungsquantenzahl
w	Gaußstrahlradius
w_{01}, w_{02}	Gaußstrahltaillenradius
$ x , y , z $	Anharmonizitätskonstanten
x_B, y_B, z_B	Raum-Koordinaten des Punktes B
x_O, y_O, z_O	Koordinatenachsen
x_{OM}, y_{OM}	Krümmungsmittelpunkt der Ellipse
x_P, y_P, z_P	Raum-Koordinaten des Punktes P
y, y_a	Strahleintrittshöhe
y', y''	Eindringtiefe
y_e	Strahlaustrittshöhe
y_O	Grenzeinfallshöhe für $r_{am} = \frac{d}{2}$
y_{on}	Ellipsennormale
z_r	Krümmungszahl
$z_O^i, z_O^r, z_O^{p-1}, z_O^p$	Ausbreitungskoordinatenwerte
z_α	Eindringtiefe ($1/e^2$ -Abfall)
$z_{ }, z_\perp$	Reflexionspunktversetzung, polarisationsabhängig
$z_{1/2}$	Halbwertseindringtiefe
α	Richtungswinkel
$\alpha, \alpha', \alpha''$	Strahleinkopplungswinkel
$\alpha(\vartheta)$	Wärmeübergangszahl
α_A	Koeffizient für verallgemeinerte Grenzflächenstreuung
α_a	Absorptionskoeffizient
$\alpha_G, \alpha_G(\hat{r})$	Verallgemeinerter Dämpfungskoeffizient für Grundmaterialien
α_{IS}	Gesamtstreuoeffizient
α_{OS}	Neigungswinkel
α_{OS}'	Projizierter Neigungswinkel
α_R	Koeffizient für Rayleigh-Streuung
α_S	Koeffizient für Grundmaterialstreuung
α_V	Koeffizient für verallgemeinerte Volumenstreuung
β	Konuswinkel
β	Richtungswinkel
β'	Konuswinkel beim Konus mit $d_2 > d_1$
β_{OS}	Neigungswinkel
β_{OS}'	Projizierter Neigungswinkel
β_S	Konuswinkel bei Nichtmeridionalstrahlen
β_1'	Konuswinkel für $\vartheta_{a\beta'} = \pi$

β_2^*	Konuswinkel für $\Theta_{a\beta^*M} = \pi$
γ	Zentriwinkel zwischen 2 Kern/Mantel-Reflexionen
γ	Richtungswinkel
γ_s	Einfallskoordinatenwinkel
γ_{sm}	Minimaler Einfallskoordinatenwinkel
$\gamma_{s\phi}$	Einfallskoordinatenwinkel
γ_{s3}	Manteleinfallskoordinatenwinkel
Δd	Doppelte Manteldicke
Δl	Längenintervall
Δn	Relative Brechungsindexdifferenz
ΔP_s	Gestreute Leistung pro Längenintervall
ΔT	Relative Transmission
Δz	Periode
$\Delta \theta_r$	Arithmetische Winkeldifferenz
$\Delta \theta_2$	Abweichung von θ_2
δ	Verlustwinkel
$\delta, \delta', \delta''$	Brechungswinkel beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene
$\delta(z_0)$	Steigung beim Lichtleiter mit variablem Durchmesser
$\delta_s(z_0)$	Steigung beim Lichtleiter mit variablem Durchmesser bei Nichtmeridionalstrahlen
$\epsilon, \kappa, \chi, \eta$	Hilfswinkel beim konischen Lichtleiter
$\underline{\epsilon}$	Komplexe Dielektrizitätszahl
ϵ''	Imaginärteil der Dielektrizitätszahl
ϵ_0	Vakuum-Dielektrizitätskonstante
ϵ_r	Relative Dielektrizitätszahl
η'	Leistungsdichteerhöhung bzw. -erniedrigung
$\eta(t)$	Sprungfunktion
θ	Ausgangsdivergenzwinkel
θ_a	Maximaler Aperturwinkel
$\theta_a(z_0)$	Maximale Öffnungswinkel beim Lichtleiter mit variablem Durchmesser
θ_{aM}	Mantelapertur, $\phi = 90^\circ$
$\theta_{aM\phi}$	Mantelaperturwinkel als Funktion des Schnittwinkels
θ_{ar}	Maximaler Aperturwinkel beim gekrümmten Lichtleiter
θ_{ar}'	Unsymmetrischer Aperturwinkel beim gekrümmten Lichtleiter
θ_{arM}	Mantelapertur beim gekrümmten Lichtleiter
θ_{as}	Maximaler lokaler Aperturwinkel bei Nichtmeridionalstrahlen
θ_{asM}	Maximaler Mantelaperturwinkel für Nichtmeridionalstrahlen
$\theta_{as}(z_0)$	Maximaler Öffnungswinkel beim Lichtleiter mit variablem Durchmesser bei Nichtmeridionalstrahlen

$\theta_{a\beta}$	Maximaler Aperturwinkel beim Konus
$\theta_{a\beta'}$	Maximaler Aperturwinkel beim Konus mit $d_2 > d_1$
$\theta_{a\beta'M}$	Maximale Mantelapertur beim konischen Lichtleiter mit $d_2 > d_1$
$\theta_{a\beta s}$	Maximaler Aperturwinkel beim Konus bei Nichtmeridionalstrahlen
$\theta_{a\phi}$	Maximaler Aperturwinkel beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene
$\theta_{a\phi M}$	Maximaler Aperturwinkel für $\phi = \phi''$
θ_e	Abstrahlwinkel im Medium 4
θ_L	Fernfeld-Öffnungs-Halbwinkel
θ_M	Manteldivergenzwinkel
$\theta_o', \theta_o'', \theta_o'''$	Einfallswinkel am Lichtleiteranfang
$\theta_{o\beta}$	Abstrahlungswinkel am konischen Lichtleiterende
$\theta_o', \theta_{o\beta'}$	Einstrahl- und Abstrahlwinkel beim konischen Lichtleiter mit $d_2 > d_1$
θ_{oc}	Maximaler Einfallswinkel am Lichtleiteranfang
θ_{ocr}	Maximaler Einfallswinkel beim gekrümmten Lichtleiter
$\theta_{ocr1}, \theta_{ocr2}$	Maximale Randeinfallswinkel beim gekrümmten Lichtleiter
$\theta_{oc\phi}, \theta_{oc\phi''}$	Maximale Einfallswinkel beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene
θ_{og}	Grenzeinfallswinkel für $\theta_{r(2n+2)} = \frac{\pi}{2}$
θ_{oo}	Grenzeinfallswinkel für $N = 0$
θ_{os}	Einfallswinkel bei Nichtmeridionalstrahlen
θ_{osc}	Maximaler Einfallswinkel bei Nichtmeridionalstrahlen
θ_{osce}	Maximaler Einfallswinkel beim elliptischen Querschnitt
θ_{oscr}	Maximaler Einfallswinkel beim gekrümmten Lichtleiter bei Nichtmeridionalstrahlen
θ_{ose}	Einfallswinkel beim elliptischen Querschnitt
$\theta_{os\phi}$	Einfallswinkel beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene
θ_{os3}	Maximaler Einfallswinkel für Mantelstrahlen
$\theta_{o\beta s}$	Abstrahlungswinkel am konischen Lichtleiterende
θ_{o3}	Einfallswinkel für $\theta_3 = \theta_{3C}$
θ_{o3r}	Maximaler Einfallswinkel für $\theta_3 = \theta_{3C}$ beim gekrümmten Lichtleiter
$\theta_{o3\beta}, \theta_{o3\beta'}$	Einfallswinkel am Lichtleiteranfang eines Konus
$\theta_{r1}, \theta_{r2}, \theta_{r3}, \theta_{r(2n+1)}, \theta_{r(2n+2)}$	Einfalls- bzw. Reflexionswinkel an der Kern/Mantel-Grenzfläche beim gekrümmten Lichtleiter
$\theta_{r(2n+1)m}, \theta_{r(2n+2)m}$	Einfalls- bzw. Reflexionswinkel beim gekrümmten Lichtleiter für $y = \frac{d}{2}$
θ_{β}	Ausgangsdivergenz beim Konus
$\theta_{\beta'}$	Ausgangsdivergenz beim Konus mit $d_2 > d_1$

θ_1	Brechungswinkel im Lichtleiterkern bezogen auf die Leiterachse
$\underline{\theta}_1$	Komplexer Brechungswinkel
$\theta_{1\beta}$	Brechungswinkel am konischen Lichtleiterende
$\theta_{1\beta s}$	Brechungswinkel im konischen Lichtleiter
$\theta_1(z_0), \theta_1', \theta_1'', \theta_1^{p-1}, \theta_1^p$	Brechungswinkel beim Lichtleiter mit variablem Durchmesser
$\theta_{1\beta}, \theta_{1\beta}'$	Brechungswinkel im konischen Lichtleiter mit $d_2 > d_1$
$\theta_2(z_0)$	Einfallswinkel beim Lichtleiter mit variablem Durchmesser
$\theta_2(z_0), \theta_2', \theta_2'', \theta_2^p$	Einfallswinkel an der Kern/Mantel-Grenzfläche beim Lichtleiter mit variablem Durchmesser
θ_2, θ_2'	Einfallswinkel bzw. Reflexionswinkel an der Kern/Mantel-Grenzfläche
θ_{2c}	Grenzwinkel der Totalreflexion an der Fläche A_{12}
θ_{2s}	Einfalls- und Reflexionswinkel an der Kern/Mantel-Grenzfläche bei Nichtmeridionalstrahlen
θ_{2se}	Einfalls- und Reflexionswinkel an der Kern/Mantel-Grenzfläche
θ_{2sr}	Einfalls- bzw. Reflexionswinkel beim gekrümmten Lichtleiter bei Nichtmeridionalstrahlen
$\theta_{2\beta}^p, \theta_{2\beta}^{p-1}, \theta_{2\beta}', \theta_{2\beta}''$	Einfalls- bzw. Reflexionswinkel beim konischen Lichtleiter mit $d_2 > d_1$
$\theta_{2\beta}', \theta_{2\beta}'', \theta_{2\beta}^p, \theta_{2\beta}^p$	Einfalls- bzw. Reflexionswinkel beim konischen Lichtleiter
$\theta_{2\beta s}$	Einfalls- und Reflexionswinkel beim konischen Lichtleiter
θ_3	Brechungswinkel im Lichtleiternmantel
θ_{3c}	Grenzwinkel der Totalreflexion an der Fläche A_{23}
θ_{3s}	Einfalls- und Reflexionswinkel an der Mantel/Umgebungs-Grenzfläche bei Nichtmeridionalstrahlen
$\theta_{3\beta}'$	Einfalls- bzw. Reflexionswinkel an der Mantel/Umgebungs-Grenzfläche beim konischen Lichtleiter mit $d_2 > d_1$
θ_4	Reflexionswinkel im umgebenden Medium
θ_5	Reflexionswinkel an der Mantel/Umgebungs-Grenzfläche
θ_6	Reflexionswinkel an der Mantel/Kern-Grenze
θ_7	Brechungswinkel im Kern bei Einfall aus dem Mantel
ϑ	Divergenz
ϑ	Temperaturdifferenz
ϑ_e	Abstrahlungswinkel, $-\theta_e \leq \vartheta_e \leq \theta_e$
ϑ_k	Temperaturdifferenz im Kern
ϑ_o	Einfallswinkel am Lichtleiteranfang, $-\theta_o \leq \vartheta_o \leq \theta_o$
ϑ_u	Temperaturdifferenz zwischen Lichtleiter und Umgebung
κ_0	Dämpfungsindex, Extinktionskoeffizient der Umgebung vor dem Lichtleiter

κ_1	Dämpfungsindex, Extinktionskoeffizient des Kerns
Λ	Wärmeleitfähigkeit
λ	Wellenlänge
ξ, η, ζ	Koordinatenachsen
ρ	Dichte
ρ	Azimutwinkel
$\rho_{s\phi}$	Azimutwinkel
ρ_3	Mantelazimutwinkel
σ	Brechungswinkel
σ'	Projektion des Brechungswinkels
σ_Z	Zugfestigkeit
σ_ϕ	Brechungswinkel
σ_1	Brechungswinkel
σ_3	Brechungswinkel im Mantel
τ	Projektion des Einfallswinkels
ϕ	Schnittwinkel des Lichtleiteranfangs
ϕ''	Schnittwinkel für $\theta_{oc\phi}'' = \frac{\pi}{2}$
ϕ_0	Schnittwinkel für $\theta_{oc\phi} = 0$
φ	Zentriwinkel
φ	Neigungswinkel
φ_B	Ellipsenparameter für Punkt B
φ_{BK}	Kreisparameter
φ_e	Ellipsenparameter
φ_e	Winkel zwischen c-Achse und Polarisationsrichtung
φ_O	Zylinderkoordinate
φ_{OS}	Spurwinkel
$\varphi_{O\phi}$	Zylinderkoordinate
φ_t	Phasenfaktor
φ_ϕ	Zentriwinkel
φ_3	Mantelzentriwinkel
φ_{1s}	Phasenverschiebung bei der Totalreflexion
ψ	Torussegmentwinkel
ψ, ϵ	Zentriwinkel
ψ_D	Beobachtungswinkel
Ω	Peripheriewinkel
ω	Kreisfrequenz

1. Einleitung und Aufgabenstellung

1.1 Historischer Überblick

Nach unserem heutigen Wissen kann Licht als elektromagnetisches Phänomen durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben werden. Die Fortleitung des Lichtes durch feste, flüssige oder gasförmige Medien darf daher als allgemeinere Fragestellung der Fortleitung von elektromagnetischer Energie längs materieller Träger aufgefaßt werden. Wesentliche theoretische Beiträge und der erste experimentelle Nachweis der Fortleitung elektromagnetischer Energie sehr kurzer Wellenlänge längs dielektrischer Drähte gehen auf Schriever /1/ zurück. Die Fortleitung divergenten Lichtes ist dagegen schon länger bekannt. Im Gegensatz zur Bündelung mit Linsen und Spiegeln beruht die Lichtleitung in dielektrischen Medien auf dem Phänomen der Totalreflexion. Mit Lichtleitern ist neben der Bündelung eine kontinuierlich variable Richtungsänderung der Lichtausbreitung möglich.

Die erste Demonstration sukzessiver Totalreflexionen geht auf Tyndall /2/ zurück, der am 19. Mai 1854 in einem Vortrag vor der Royal Society in London die Lichtausbreitung durch einen aus einem Behälter ausströmenden Wasserstrahl vorführte.

Es dauerte dann bis 1927 bis Baird /3/ in England sich die Fortleitung des Lichtes durch innen verspiegelte Röhrchen und die Bildübertragung durch Glasstäbe und Glasfäden patentieren ließ. Ebenfalls in England /4/ und ein Jahr später in den USA erhielt Hansell /5/ Patente auf die Bildübertragung durch geordnete Glasfaserbündel mit nichtummantelten Quarzfasern. In Deutschland war es 1930 Lamm /6/, der eine Beschreibung für eine Bildübertragung mit flexiblen, nichtummantelten Quarzfasern in einem Gastroskop, also in einem Instrument zur Inspektion von Körperhöhlen wie Speiseröhre und Magen, gab. Mehr als 20 Jahre mußten bis zur neuerlichen Behandlung der Probleme bei Faseroptiken vergehen. In Holland liefen Versuche zur Herstellung geordneter Bündel durch Van Heel /7/, /8/, während unabhängig davon Hopkins und sein Schüler Kapany am Imperial College in London die Bildübertragungseigenschaften von Bündeln aus dünnen Glasfasern studierten /9/, /10/. Ein Vorschlag Van Heel's zur Entwicklung von Lichtleitern bestand darin, Glasfasern mit einem Kunststoff-Mantel zu umgeben und hiermit zusätzlich eine Schutzfunktion zu erzielen.

Seit 1954 sind sehr viele Veröffentlichungen über die Theorie und die Herstellung von Faseroptiken erschienen, wobei in erster Linie Kapany zu nennen ist. Von Kapany /11/ wurde auch erstmals der Begriff "Fiber optics"

angewendet und das damit bezeichnete Gebiet theoretisch beschrieben.

1959 war es wiederum Kapany /12/, der sehr dünne Fasern als mechanische Einheit zu den sogenannten "multiple-fibres" zusammenschmolz, um damit hohe Auflösungen zu erzielen. Durch diese Entwicklung kamen auch Untersuchungen in Gang, die sich mit der Wellenausbreitung in dünnen Fasern beschäftigten /13/. Ausführliche Studien hierzu folgten durch Snitzer /14/, Kapany und Burke /15/. Seit 1960 wurden eine Reihe verschiedener Faser-optik-Komponenten untersucht und in zahlreichen industriellen und medizinischen Bereichen eingesetzt. Von Hirschowitz /16/, /17/, /18/ wurden Faseroptiken und Lichtleiter für Gastro-Duodenoskope entwickelt. Daneben galt das Interesse den Faserplatten für Bildröhren und den Lichtleitern zur Abtastung von Lochkarten. Technische Neuerungen der folgenden Jahre waren insbesondere die Herstellung ummantelter Lichtleiter und die Fabrikation von Lichtleiterbündeln.

Die Entwicklung von Lichtleitern blieb nicht bei Glas und Quarz als Dielektrikum stehen. 1965 berichtete Goldman /19/ von Untersuchungen an dicken Kunststofflichtleitstäben ohne Mantel. Den ersten ummantelten Kunststofflichtleiter hat Kao /20/ 1966 untersucht. Die Entwicklung der Kunststofflichtleiter war in ihrer ersten Phase auf den Einsatz in Fahrzeugen zur Beleuchtung von Instrumenten und zu Kontrollzwecken ausgerichtet. Über das Gebiet der Lichtleiter-Faseroptiken und ihren Einsatz zu Beleuchtungs- und Bildübertragungszwecken liegen in /21/ umfangreiche Literaturzitate vor.

Die Realisierung des Lasers als Quelle elektromagnetischer Strahlung hoher Kohärenz und Intensität hat die Untersuchung der Lichtleiter zur Nachrichtenübertragung sehr stark stimuliert. Seit 1970 nahm hier die Zahl der Veröffentlichungen durch die Entwicklung von dämpfungsarmen Glasfaser-Lichtleitern lawinenartig zu.

Mit Hexachlorbuta-1,3-dien als Flüssigkeitskern in einem ME1-Glas mit 50 μm Innendurchmesser wurde bei einer Wellenlänge von 1,06 μm ein Dämpfungsbelag von nur 7,3 dB/km gemessen /22/. Ebenfalls als Mitbewerber bei den Lichtleitern zur Nachrichtenübertragung sind Fasern mit Brechungsindexgradienten zu betrachten /24/. Für sie wurden auch bereits Werte um 4 dB/km bei $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$ angegeben. Den "Minusrekord" hält zur Zeit eine durch Innenbeschichtung (CVD-Methode) eines Quarzrohres mit einem Borsilikat ($\text{B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$)-Glas und einem amorphen synthetischen Quarz als Kern nach Kollabierung bei hoher Temperatur gezogene Faser. Hierbei hat der Kern einen Durchmesser von 18 μm und der Quarzmantel eine Dicke von 15 μm bei einem Gesamtdurchmesser der Faser von 100 μm . Die Minimaldämpfung wird bei 1,02 μm mit 1,1 dB/km angegeben /23/.

1.2 Problemstellung und Zielsetzung

Das Gebiet der Lichtleiter kann auf verschiedene Art und Weise unterteilt werden. Hier soll die Gliederung nach Funktionsgesichtspunkten erfolgen:

1. Lichtleiter für die Nachrichtenübertragung;
2. Lichtleiter für die Bildübertragung;
3. Lichtleiter für Beleuchtungszwecke und
4. Lichtleiter für die Übertragung höherer Leistungen

Diese Aufteilung der Lichtleiter nach Funktionsgruppen ist nicht streng, d.h. es kann stetige Übergänge geben.

In der vorliegenden Arbeit soll die Frage der Übertragbarkeit höherer optischer Leistungen im Watt-Bereich auf gekrümmtem Weg mittels Lichtleitern untersucht werden. Neben der Leistungsfestigkeit und Verlustarmut soll das Übertragungsmedium über genügend mechanische Robustheit, ausreichende Flexibilität und thermische Stabilität verfügen.

Ausgelöst wurden die Untersuchungen zu dieser Arbeit durch den Wunsch nach einem leistungsfähigen, vollflexiblen Lichtleitsystem, das es gestattet, eine ausreichende Laserenergie, zur Durchführung von Photokoagulationen, zum Behandlungsort im Gastrointestinaltrakt des Menschen zu leiten /25/, /26/. Zur Lösung dieser Aufgabe wurde von Nath ein in Flüssigkeit gelagerter Quarzlichtleiter mit konischen Enden entwickelt /27/, /28/.

Nach ersten eigenen Untersuchungen von Kunststoffgrundmaterialien und von Kunststofflichtleitern /29/ wurde der Kern/Mantel-Kunststofflichtleiter als Übertragungsmedium für höhere optische Leistungen als theoretisches und experimentelles Studienobjekt in den Mittelpunkt der Betrachtungen gestellt, da er die gestellten Forderungen zu erfüllen verspricht.

Inzwischen hat der Kunststofflichtleiter bereits Einzug in die Endoskopie gehalten /30/, und es konnte von der ersten erfolgreichen Applikation in der Humanmedizin berichtet werden /31/.

In der vorliegenden Arbeit wird der Versuch unternommen, die theoretische Erweiterung und Verallgemeinerung bestehender Theorien der Lichtleitung durchzuführen und auf den praktisch interessanten Fall des Kunststofflichtleiters abzustimmen. Der Kunststofflichtleiter soll hinsichtlich seiner optischen Eigenschaften analysiert werden und seine Einordnung unter die Lichtleiter erfahren. In experimentellen Untersuchungen sollen die theoretischen Ergebnisse der verallgemeinerten Lichtleitertheorie geprüft und

darüberhinaus materialspezifische Parameter ermittelt und diskutiert werden. Die meßtechnischen Untersuchungen haben den Kunststofflichtleiter als verlustbehaftetes Übertragungssystem bei Dauerstrichleistungen zum Gegenstand. Aus Messungen an handelsüblichen Typen und an Spezialanfertigungen der Kunststofflichtleiter im weiteren Sinne soll der Kunststofflichtleiter einer Wertung unterzogen werden und aus theoretischen Überlegungen sollen Vorschläge für optimalere Konzepte und Kombinationen resultieren.

2. Theorie der Lichtleiter

In der Behandlungsmethode von Ausbreitungsvorgängen elektromagnetischer Felder kann man je nach dem Verhältnis der Transversalabmessungen zur betrachteten Wellenlänge zwei Fälle unterscheiden.

Wenn die Transversalabmessungen der Lichtleiter kleiner oder gleich der Wellenlänge sind, gelangt man mit dem streng feldtheoretischen Ansatz nach Maxwell zu Feldtypen und man spricht von der Wellenoptik. Ausführliche Abhandlungen hierzu finden sich in /32/ und /33/.

Sind dagegen die transversalen Lichtleiterdimensionen groß gegen die Wellenlänge, so erfolgt die Beschreibung zweckmäßigerweise mit einer Strahlen-Approximation und man spricht von der Geometrischen- oder Strahlenoptik, wobei die Gesetze in dieser Näherung in der Formelsprache der Geometrie formuliert werden. Der Begriff Strahlenoptik wird hier verwendet, da der Energietransport entlang bestimmter Kurven - den Lichtstrahlen - vorstellbar ist, d.h. die physikalische Anschauung kann in Lichtstrahlen und Lichtbündeln erfolgen.

Die optischen Phänomene bei der Lichtleitung werden aus geometrischen Betrachtungen, aus den Lichtstrahlwegen und aus den zugeordneten Intensitäten bei gegebenem Polarisationszustand abgeleitet.

Entsprechend der Fragestellung hinsichtlich der Übertragbarkeit höherer Lichtleistungen im Watt-Bereich, insbesondere durch Kunststofflichtleiter, über Längen von einigen Metern werden Lichtleiterdurchmesser um 1 mm untersucht. Betrachtungen zu nachrichtentechnischen Übertragungen werden in der vorliegenden Arbeit nicht vorgenommen. Ebenso werden Fragen zur Bildübertragung mittels sogenannter Bildleiter ausgeklammert.

2.1 Überblick über vorhandene theoretische Abhandlungen

In einer ersten umfangreichen Arbeit behandelte Kapany 1955 in /10/ bei den geometrisch-optischen Lichtleiter-Eigenschaften den geraden, den kreisförmig-gekrümmten und den konischen Lichtleiter ausschließlich unter Berücksichtigung von Meridionalstrahlen. Die Behandlung von Nichtmeridionalstrahlen bezeichnet er als sehr kompliziert und erwartete wenig Information dadurch. Bei der Erörterung von konischen Lichtleiterenden führt Kapany eine unrealistische Näherung bezüglich der Konusdurchmesserrelationen ein, die von vielen späteren Autoren übernommen wurde, die aber z.B.

das Phänomen der Totalreflexion am Lichtleiterende unberücksichtigt läßt. In seiner theoretischen und experimentellen Studie behandelt 1960 Potter /36/ die Geometrische Optik von Einzelfasern, wobei er erstmals auch das Verhalten von Nichtmeridionalstrahlen in einem kreiszylindrischen geraden Lichtleiter untersucht.

Nach Einzelpublikationen von Kapany /37/ und Potter /38/, /39/ zur Theorie der Lichtleitung unter Berücksichtigung von Nichtmeridionalstrahlen, erschienen die ersten Lehrbücher zum Themenkreis "Faseroptik", wobei stets der Geometrischen Optik ein mehr oder weniger großer Raum eingeräumt wurde. Kapany /40/ führt 1967 eine Analyse mittels Nichtmeridionalstrahlen beim geraden kreiszylindrischen Lichtleiter durch. Der Hinweis auf die vereinfachte Darstellung in /38/ ist nicht haltbar, im Gegenteil Kapany selbst schränkt seine Relationen z.B. durch die willkürliche und unverständliche Lichtleiterradiuswahl " $r_K = 1$ " ein. Neben irreführender Literaturangaben ist die Analyse in /40/ nur nach gründlicher und vollständiger eigener Ableitung weiter verwendbar.

Im deutschsprachigen Raum erschien 1967 durch Tiedeken /41/ eine kurze Zusammenfassung des geraden und kreisförmig-gekrümmten Lichtleiters, wobei der Verlauf eines Meridionalstrahls zugrunde liegt.

Die bislang letzte Abhandlung auf dem Gebiet der Grundlagen der Geometrischen Optik bei Lichtleitern wurde 1973 von Allan /43/ vorgelegt. Da auch von Allan keine Originalbeiträge zur Geometrischen Optik vorliegen, hat er in seiner Analyse Arbeiten von Kapany und Potter teilweise erweitert. Nichtmeridionalstrahlen werden auch hier nur bei dem geraden Lichtleiter betrachtet.

2.2 Der ideale Lichtleiter

Der ideale Lichtleiter wird wie folgt definiert:

Definition 1: Ein idealer Lichtleiter ist eine verlustlose Führungsstruktur für optische Strahlung entlang eines vorgeschriebenen Weges. Die Komponenten der Führungsstruktur können dabei fest, flüssig oder gasförmig sein. Eine verlustbehaftete Führungsstruktur wird als nichtideal bezeichnet.

Verlustlosigkeit kann zwar mit realen Lichtleiter nicht erzielt werden, zur Beschreibung des Lichtleitereffektes und zur Einführung der Lichtleiterkenngrößen ist aber der ideale Lichtleiter am besten geeignet.

Im Rahmen des Gültigkeitsbereiches der Geometrischen Optik ist die Totalreflexion eines Lichtstrahls an der Grenzfläche zweier Medien (Kern und Mantel) mit unterschiedlichen Brechungsindizes die physikalische Grundlage der Lichtleitung. Dem Wunsch nach Verlustlosigkeit kommt ein Vakuum- oder Luftkern am nächsten. Die Forderung nach einem Mantel mit gegenüber dem Luftkern kleinerem Brechungsindex (größere Phasengeschwindigkeit des Lichtes) läßt sich aber nur im Bereich der Röntgenstrahlen erreichen, wo feste Mantelmaterialien mit einem Brechungsindex kleiner Eins vorliegen /44/.

2.2.1 Geometrische Optik bei Meridionalstrahlen

Ein Lichtstrahl wird hier im Sinne Eichenwalds /54/ wie folgt definiert:

Definition 2: Ein Lichtstrahl bildet die Strömungslinie der Photonenenergie und kann durch den Poyntingschen Vektor dargestellt werden.

Der Strahlverlauf eines Meridionalstrahls wird wie folgt definiert:

Definition 3: Ein Meridionalstrahl ist ein solcher Strahl, der unabhängig von der Ausbreitungskoordinaten stets in einer einzigen Ebene verläuft, die die Achse enthält.

Im Fall des kreiszylindrischen Lichtleiters schneiden die Meridionalstrahlen die Lichtleiterachse, die ihrerseits mit der optischen Achse zusammenfällt. Bild 1a zeigt den Verlauf eines Meridionalstrahls in einem 1,5 mm dicken PS/PMMA-Lichtleiter.

2.2.1.1 Der gerade Lichtleiter und die Lichtleiter-Kenngrößen

Als Lichtleiter-Kenngrößen werden die aus der Lichtleitergeometrie und aus den Brechungsindizes ableitbaren Bestimmungsstücke bezeichnet. Zur Ermittlung der Lichtleiter-Kenngrößen geht man beim geraden Lichtleiter von den in Bild 1b angegebenen Größen aus.

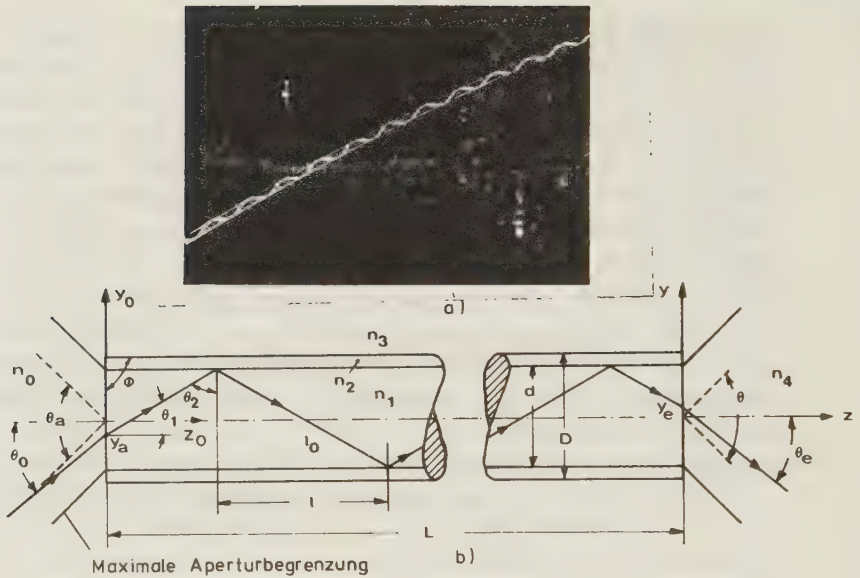


Bild 1: a) Meridionalstrahl in einem PS/PMMA-Lichtleiter mit $D = 1,5 \text{ mm}$
 b) Kenngrößen des geraden Lichtleiters

- θ_a Maximaler Aperturwinkel
- θ_0 Einfallswinkel am Lichtleiteranfang
- θ_1 Brechungswinkel im Lichtleiterkern bezogen auf die Lichtleiterachse
- θ_2 Einfallswinkel an der Kern/Mantel-Grenzfläche
- ϕ Schnittwinkel der Lichtleiterebene gegen die Achse
- L Lichtleiterlänge
- l Reflexionslänge
- l_0 Optische Reflexionslänge
- D Manteldurchmesser
- d Kerndurchmesser
- n_0 Brechungsindex im Außenraum am Lichtleiteranfang
- n_1 Brechungsindex des Kerns
- n_2 Brechungsindex des Mantels
- n_3 Brechungsindex des umgebenden Mediums
- n_4 Brechungsindex im Außenraum am Lichtleiterende
- θ Ausgangsdivergenzwinkel
- θ_e Abstrahlungswinkel
- y_a Strahleintrittshöhe
- y_e Strahlaustrittshöhe

Die Kenngrößen des Lichtleiters werden im folgenden im wesentlichen durch Materialparameter und durch von außen meßbare Winkel und Abmessungen ausgedrückt.

Für einen unter dem Winkel θ_0 in der Höhe y_a auf die Lichtleiter-Eintrittsfläche treffenden Strahl gilt nach dem Brechungsgesetz von Snellius für den Brechungswinkel θ_1

$$\theta_1 = \arcsin \left[\frac{n_0(\lambda)}{n_1(\lambda)} \cdot \sin \theta_0 \right] . \quad (1)$$

Mit der Annahme, daß $n_0 < n_1$ ist, erhält man für jeden Winkel $\theta_0 \leq \frac{\pi}{2}$ einen reellen Brechungswinkel θ_1 und somit Lichteinkopplung in den Lichtleiter. Beim Auftreffen auf die Kern/Mantel-Grenzfläche entscheidet sich, ob normale Reflexion oder Totalreflexion auftritt. Für den Grenzwinkel der Totalreflexion θ_{2C} gilt:

$$\theta_{2C} = \arcsin \left[\frac{n_2(\lambda)}{n_1(\lambda)} \right] = \arcsin \left[1 - \Delta n(\lambda) \right] , \quad (2)$$

wobei für die relative Brechungsindexdifferenz Δn gilt:

$$\Delta n = \frac{n_1(\lambda) - n_2(\lambda)}{n_1(\lambda)} . \quad (3)$$

Die Reflexion an der Kern/Mantel-Grenzfläche unter dem Winkel

$$\theta_2 = \arccos \left[\frac{n_0(\lambda)}{n_1(\lambda)} \cdot \sin \theta_0 \right] \quad (4)$$

bedarf der genaueren Betrachtung vom Standpunkt der Geometrischen Optik aus.

Hierzu werde Bild 2 betrachtet, das 4 typische Strahlverläufe mit den entsprechenden Reflexionen und Brechungen an der Kern/Mantel-Grenzfläche zeigt.

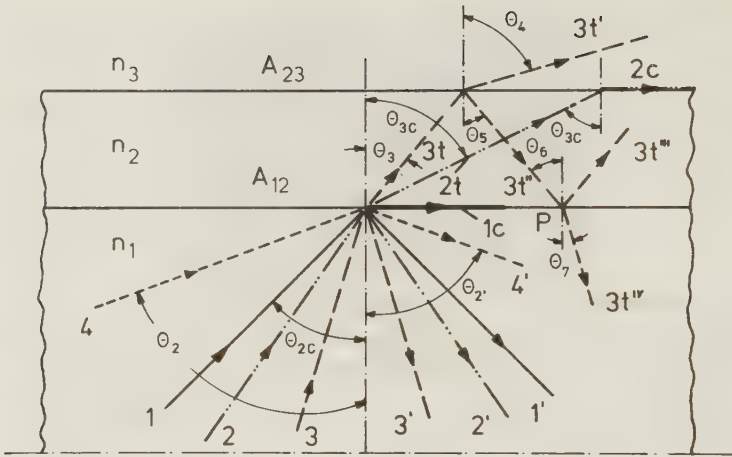


Bild 2: Lichtleiter-Kern/Mantel-Grenze

Strahl 1 entspricht dem Grenzfall der Totalreflexion mit streifendem Strahl 1c. Für Einfallswinkel $\theta_2 > \theta_{2c}$ (Strahl 4) findet Totalreflexion statt. Ein solcher Meridionalstrahl gelangt im idealen geraden Lichtleiter durch sukzessive Totalreflexionen verlustlos zum Lichtleiterende. Für Strahl 2 wird der Grenzwinkel der Totalreflexion an der Grenzfläche A_{12} unterschritten ($\theta_2 < \theta_{2c}$). Es kommt für einen bestimmten Strahl 2 zu einem Mantelstrahl 2t unter dem Winkel

$$\theta_{3c} = \arcsin \left[\frac{n_3(\lambda)}{n_2(\lambda)} \right] , \quad (5)$$

der gerade dem Totalreflexionsgrenzwinkel entspricht und unter diesem auf die Grenzfläche A_{23} fällt.

Bezogen auf den Einfallswinkel θ_0 am Lichtleiteranfang läßt sich die vom Brechungsindex des Mantels unabhängige Bedingung

$$\theta_0 < \theta_{03} = \arcsin \left[\frac{1}{n_0(\lambda)} \cdot \sqrt{n_1^2(\lambda) - n_3^2(\lambda)} \right] \quad (6a)$$

ableiten, d.h. für Winkel $\theta_0 < \theta_{03}$ erfolgt keine Mantelabstrahlung. Äquivalente Forderungen hierzu sind:

$$\theta_2 > \arcsin \left[\frac{n_3(\lambda)}{n_1(\lambda)} \right] \quad (6b)$$

$$\theta_3 > \theta_{3c} \quad (6c)$$

$$\theta_1 < \arccos \left[\frac{n_3(\lambda)}{n_1(\lambda)} \right], \quad (6d)$$

d.h. die Totalreflexion an der äußeren Grenzfläche wird durch ein absorptions-freies Mantelmedium nur bezüglich des Ortes modifiziert.

Für Strahl 3 schließlich findet nur normale Reflexion statt (Strahl 3').

Der gebrochene Strahl 3t fällt für Einfallswinkel θ_o , die größer als ein noch zu bestimmender Grenzwinkel θ_{oc} sind, unter dem Winkel θ_3

$$\theta_3 = \arcsin \left[\frac{1}{n_2(\lambda)} \cdot \sqrt{n_1^2(\lambda) - n_0^2(\lambda) \cdot \sin^2 \theta_o} \right]; \quad \theta_o > \theta_{oc} \quad (7)$$

auf die Mantel/Umgebungs-Grenzfläche und wird unter dem Winkel θ_4

$$\theta_4 = \arcsin \left[\frac{1}{n_3(\lambda)} \cdot \sqrt{n_1^2(\lambda) - n_0^2(\lambda) \cdot \sin^2 \theta_o} \right] \quad (8)$$

abgestrahlt.

Die Reflexionsfaktoren der Strahlen 1', 2', 3' bzw. 4' erhält man je nach der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes aus:

$$r_{\parallel K} = \frac{\left[\frac{n_2(\lambda)}{n_1(\lambda)} \right]^2 \cdot n_0(\lambda) \cdot \sin \theta_o - \sqrt{n_2^2(\lambda) - n_1^2(\lambda) + n_0^2(\lambda) \cdot \sin^2 \theta_o}}{\left[\frac{n_2(\lambda)}{n_1(\lambda)} \right]^2 \cdot n_0(\lambda) \cdot \sin \theta_o + \sqrt{n_2^2(\lambda) - n_1^2(\lambda) + n_0^2(\lambda) \cdot \sin^2 \theta_o}} \quad (9)$$

$$r_{\perp K} = \frac{n_0(\lambda) \cdot \sin \theta_o - \sqrt{n_2^2(\lambda) - n_1^2(\lambda) + n_0^2(\lambda) \cdot \sin^2 \theta_o}}{n_0(\lambda) \cdot \sin \theta_o + \sqrt{n_2^2(\lambda) - n_1^2(\lambda) + n_0^2(\lambda) \cdot \sin^2 \theta_o}} \quad (10)$$

Findet die Reflexion erst am Übergang Mantel/Umgebung statt (Strahl 3t"), so lassen sich die folgenden Mantelreflexionsfaktoren aus den Fresnelschen-Formeln für Dielektrika ableiten:

$$r_{\parallel M} = \frac{\left(\frac{n_3}{n_2} \right)^2 \cdot \sqrt{n_2^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_o} - \sqrt{n_3^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_o}}{\left(\frac{n_3}{n_2} \right)^2 \cdot \sqrt{n_2^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_o} + \sqrt{n_3^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_o}} \quad (11)$$

$$r_{\perp M} = \frac{\sqrt{n_2^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_o} - \sqrt{n_3^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_o}}{\sqrt{n_2^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_o} + \sqrt{n_3^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_o}}, \quad (12)$$

wobei die Brechungsindizes auch hier Funktionen der Wellenlänge sind.

Strahl $3t''$ fällt im Punkt P unter dem Winkel $\theta_6 = \theta_5 = \theta_3$ auf die Mantel/Kern-Grenzfläche und wird zum einen unter dem Winkel θ_3 reflektiert und zum andern unter dem Winkel $\theta_7 = \theta_2$ als Strahl $3t'''$ transmittiert.

Für die sekundären Kernreflexionsfaktoren des Strahls $3t'''$ lassen sich durch die Substitution $n_3 \rightarrow n_1$ in (11) und (12) die folgenden Beziehungen ableiten:

$$r_{\parallel K}' = -r_{\parallel K} \quad (13)$$

$$r_{\perp K}' = -r_{\perp K} \quad (14)$$

Die sekundären Transmissionsfaktoren des Strahls $3t'' - 3t'''$ durch die Fläche A_{12} lassen sich ebenfalls als Funktionen des Einfallswinkels θ_0 ableiten:

$$t_{\parallel K}' = \frac{2 \cdot \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \sqrt{n_2^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0}}{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \sqrt{n_2^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0} + n_0 \cdot \sin \theta_0} \quad (15)$$

$$t_{\perp K}' = \frac{2 \cdot \sqrt{n_2^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{n_2^2 - n_1^2 + n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0} + n_0 \cdot \sin \theta_0} \quad (16)$$

Für die Totalreflexion am Kern/Mantel-Übergang stellt Gl. (6a) nur eine notwendige Bedingung dar. Mit der Totalreflexionsbedingung

$$\sin \theta_2 > \frac{n_2}{n_1} \quad (17a)$$

bzw.

$$\theta_2 > \theta_{2C} \quad (17b)$$

kann man unter Anwendung des Gesetzes von Snellius eine hinreichende Bedingung für die Totalreflexion bei Meridionalstrahlen ermitteln:

$$\sin \theta_0 < \frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (18)$$

Mit $\theta_{0C} = \arcsin\left(\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}\right)$ (19)

soll der maximale Einfallswinkel am Lichtleiteranfang bezeichnet werden. Gl. (18) besagt, daß ein idealer, gerader Lichtleiter alle Meridionalstrahlen, die unter einem Winkel $\theta_0 < \theta_{0C}$ auf die Lichtleitereintritts-

fläche treffen, theoretisch zum Lichtleiterende leitet.

Der maximale Aperturwinkel θ_a berechnet sich somit zu:

$$\theta_a = 2 \cdot \arcsin\left(\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}\right) \quad (20)$$

Der Ausdruck

$$A = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_0 \cdot \sin \theta_{oc} \quad (21)$$

wird hierbei als Numerische Apertur bezeichnet.

Für $n_1 \geq \sqrt{n_2^2 + n_0^2}$ wird der Aperturwinkel maximal, d.h. $\theta_a = \pi$.

Wenn man den Mantel als sekundären Lichtleiter zuläßt, d.h. unter Berücksichtigung der Mantel/Umgebungs-Totalreflexion, gilt für den maximalen Mantelaperturwinkel θ_{aM}

$$\theta_{aM} = 2 \cdot \arcsin\left(\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_3^2}\right) \quad (22)$$

wobei

$$\theta_{aM} \geq \theta_a \quad \text{für} \quad n_3 \leq n_2$$

ist.

Die geometrischen Grenzen der Führungsstruktur bedingen, daß ein unter dem Winkel θ_2 auf die Kern/Mantel-Grenzfläche auftreffender Meridionalstrahl auch bei den nachfolgenden Totalreflexionen diesen Einfallswinkel beibehält. Auf die Abstrahlung am Faserende bezogen bedeutet dies, daß ein unter dem Winkel ϑ_0 eingekoppelter Strahl je nach der Zahl N der Reflexionen (gerade oder ungerade) unter dem Winkel $+\vartheta_e$ oder $-\vartheta_e$ abgestrahlt wird, d.h.

$$\operatorname{sgn} \vartheta_e = (-1)^N \cdot \operatorname{sgn} \vartheta_0 \quad (23)$$

mit $|\vartheta_0| = \theta_0$; $|\vartheta_e| = \theta_e$.

Hinsichtlich des Ausgangsdivergenzwinkels θ und des Manteldivergenzwinkels θ_M folgt aus der Anwendung der strahlenoptischen Relationen

$$\theta = 2 \cdot \arcsin\left(\frac{n_0}{n_k} \cdot \sin \frac{\theta_a}{2}\right); \quad \theta = \theta_a \quad \text{für} \quad n_k = n_0 \quad (24a)$$

und

$$\theta_M = 2 \cdot \arcsin\left(\frac{n_0}{n_k} \cdot \sin \frac{\theta_{aM}}{2}\right); \quad \theta_M = \theta_{aM} \quad \text{für} \quad n_k = n_0 \quad (24b)$$

Für die Reflexionslänge ℓ gilt nach Bild 1b:

$$\ell = \frac{d}{n_0 \cdot \sin \theta_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0} \quad (25)$$

Damit folgt für die Anzahl n der Reflexionen pro Längeneinheit:

$$n = \frac{1}{\ell} = \frac{n_0 \cdot \sin \theta_0}{d} \cdot \frac{1}{\sqrt{n_1^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0}} \quad (26)$$

Die Gesamtzahl N der Totalreflexionen an der Kern/Mantel-Grenzfläche hängt von den geometrischen Daten des Lichtleiters, vom Einfallswinkel θ_0 und von der Strahleintrittshöhe y_a ab:

$$N = \left\{ \left[\frac{L \cdot n_0 \cdot \sin \theta_0}{d \cdot \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0}} + \frac{y_a}{d} - \frac{1}{2} \right]_g + 1 ; \quad \text{für } \theta_0 > 0 \quad (27a) \right.$$

$$\left. \left[\frac{L \cdot n_0 \cdot \sin \theta_0}{d \cdot \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0}} - \frac{y_a}{d} - \frac{1}{2} \right]_g + 1 ; \quad \text{für } \theta_0 < 0 \quad (27b) \right.$$

$$\text{mit } -\frac{d}{2} \leq y_a \leq \frac{d}{2}$$

wobei das Symbol $\left[\right]_g$ für die größte ganze Zahl steht, die kleiner als der Ausdruck in der Klammer ist.

In der vorhandenen Literatur wird die Gesamtzahl N nach Gl. (27), soweit dem Verfasser bekannt ist, ausnahmslos unkorrekt angegeben. Bild 3 verdeutlicht den obigen Sachverhalt an einem Beispiel:

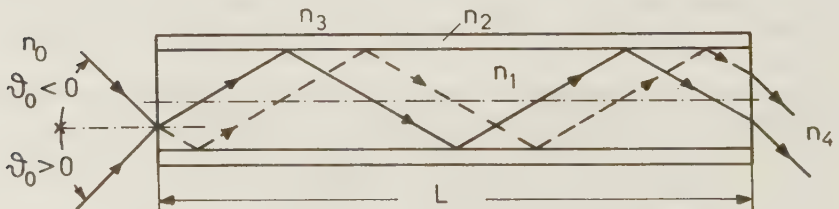


Bild 3: Reflexionszahl N und Einfallswinkel θ_0

Die Zahl N der Reflexionen kann je nach Einfallrichtung des eingekoppelten Strahls um Eins differieren, was bei Betrachtungen kurzer Lichtleiterlängen durchaus zu beachten ist.

Für sehr große N gilt dann die Näherung:

$$N \approx \left[\frac{L \cdot n_0 \cdot \sin \theta_0}{d \cdot \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0}} \right]_g \quad (28)$$

unabhängig von der Einfallrichtung.

Die Maximalzahl $N_{\max}$ der Totalreflexionen bei gegebenen Lichtleiterabmessungen L und d ergibt sich aus (27) mit (19) und $|y_a| = \frac{d}{2}$ zu:

$$N_{\max} = \left[\frac{L}{d} \cdot \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 - 1} \right]_g + 1 \quad (29)$$

Wird dagegen der Einfallswinkel θ_{∞} gesucht, bei dem gerade noch keine Totalreflexion auf der Länge L auftritt, so gilt:

$$\theta_{\infty} < \arcsin \left(\frac{d \cdot n_1}{n_0 \cdot \sqrt{L^2 + d^2}} \right) \quad (30)$$

Für Transmissionsuntersuchungen stellt die optische Reflexionslänge ℓ_0 eine wichtige Größe dar.

$$\ell_0 = \frac{L}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0}} = \frac{d \cdot n_1}{n_0 \cdot \sin \theta_0} \quad (31)$$

Die vom Kerndurchmesser und von der Zahl der Reflexionen unabhängige gesamte optische Weglänge L_0 erhält man aus:

$$L_0 = \frac{L}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0}} \quad (32a)$$

wobei hier für große N mit (28) näherungsweise

$$L_0 \approx N \cdot \ell_0 \quad (33)$$

gilt. Für paraxiale Meridionalstrahlen ($\theta_0 \ll 1$) gilt näherungsweise:

$$L_0 \approx L \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \theta_0^2 \right] \quad (32b)$$

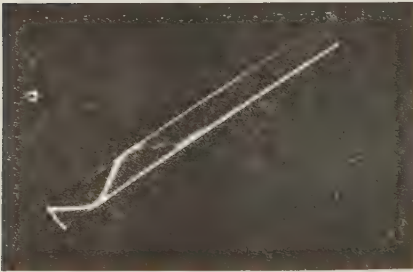
In Bild 4 sind die prinzipiell wichtigsten Veränderungen bei Meridionalstrahlen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel θ_0 dargestellt.



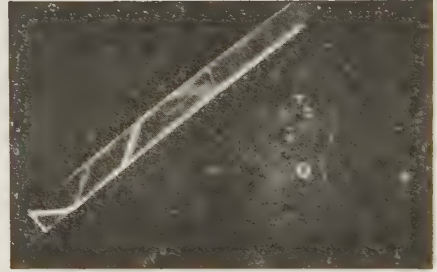
a



b



c



d



e

Bild 4: Meridionalstrahlen in einem geraden PS/PMMA-Lichtleiter mit $D = 4 \text{ mm}$ bei verschiedenen Einfallswinkeln

- a) $\theta_o = 31^\circ$, Totalreflexion
- b) $\theta_o = 32,5^\circ$
- c) $\theta_o = \theta_{oc} \approx 33,3^\circ$
- d) $\theta_o = 36^\circ$, partielle Reflexion und Mantel/Umgebungs-Totalreflexion
- e) $\theta_o = 46^\circ$

2.2.1.2 Der Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene

Bei einem Schnittwinkel $\phi \neq \frac{\pi}{2}$ liegt der Fall des Lichtleiters mit schiefer Eintrittsebene vor. Es kann sich dabei um herstellungs- und verarbeitungsbedingte, erwünschte oder auch um ungewollte Formen handeln.

Den allgemeinen Fall des Lichtleiters mit schiefer Eintrittsebene zeigt Bild 5:

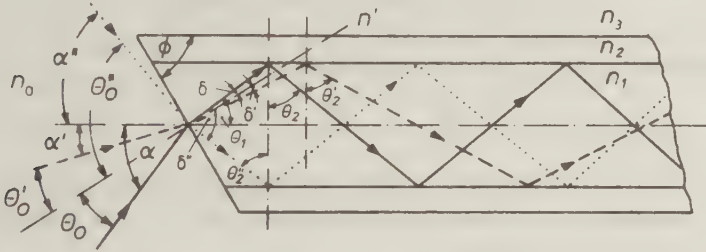


Bild 5: Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene

Beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene stellt δ den Brechungswinkel bezogen auf die Lichtleitereintrittsflächennormale n' dar. Mit θ_1 wird auch hier der Winkel zwischen gebrochenem Strahl und der Lichtleiterachse bezeichnet. Die Strahleinkopplungswinkel α, α' und α'' erhält man aus:

$$\alpha = \frac{\pi}{2} - \phi + \theta_0 \quad (34a)$$

$$\alpha' = \frac{\pi}{2} - \phi - \theta_0' \quad (34b)$$

$$\alpha'' = \phi - \frac{\pi}{2} + \theta_0'' \quad (34c)$$

Aus den geometrischen Beziehungen beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene lassen sich zwei sowohl zur verlängerten Lichtleiterachse als auch zur Lichtleitereintrittsflächennormalen unsymmetrische maximale Einfallswinkel ermitteln:

$$\theta_{oc\phi} = \arcsin \left[\frac{1}{n_0} (\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sin \phi - n_2 \cdot \cos \phi) \right] \leq \theta_{oc} \quad (35a)$$

$$\theta_{oc\phi}'' = \arcsin \left[\frac{1}{n_0} (\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sin \phi + n_2 \cdot \cos \phi) \right] \leq \frac{\pi}{2} \quad (35b)$$

$\theta_{oc\phi}''$ muß aus rein geometrisch-optischen Gründen die Ungleichung $\theta_{oc\phi}'' \leq \frac{\pi}{2}$ erfüllen.

Streifender Einfall, d.h. maximaler Einfallswinkel $\theta_{oc\phi}'' = \frac{\pi}{2}$ ergibt sich für einen Schnittwinkel ϕ'' , den man nach einigen Umformungen aus (35b) ableiten kann:

$$\phi'' = \arcsin \left[\frac{1}{n_1^2} (n_0 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \pm n_2 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_0^2}) \right] \quad (37)$$

Andererseits wird $\theta_{oc\phi} = 0$ bei einem Schnittwinkel ϕ_0 von

$$\phi_0 = \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right) = \theta_{2c} \quad (38)$$

Die Gl. (35a) und (35b) stellen den allgemeineren Fall der maximalen Einfallswinkel dar und ergeben für den Aperturwinkel $\theta_{a\phi}$ beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene:

$$\theta_{a\phi} = \arcsin \left[\frac{1}{n_0} (\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sin \phi - n_2 \cdot \cos \phi) \right] + \arcsin \left[\frac{1}{n_0} (\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sin \phi + n_2 \cdot \cos \phi) \right] \quad (39)$$

mit den Nebenbedingungen

$$\arcsin \left[\frac{1}{n_0} (\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sin \phi + n_2 \cdot \cos \phi) \right] \leq \frac{\pi}{2} \quad \text{und} \quad \arcsin \left[\frac{1}{n_0} (\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sin \phi - n_2 \cdot \cos \phi) \right] \geq -\frac{\pi}{2}$$

Für gegebene Brechungsindizes n_0 , n_1 und n_2 ergibt sich bei $\phi = \phi''$ eine maximale Apertur $\theta_{a\phi M}$ von:

$$\theta_{a\phi M} = \frac{\pi}{2} + \arcsin \left[1 - \frac{2n_2^2}{n_1^2} + \frac{2n_2 \cdot \sqrt{(n_1^2 - n_2^2) \cdot (n_1^2 - n_0^2)}}{n_0 \cdot n_1^2} \right] \quad (40)$$

Aus Gl. (40) läßt sich die Ungleichung

$$n_1 > \frac{2n_2^2}{\sqrt{4n_2^2 - n_0^2}}$$

ableiten, die für $\theta_{oc\phi}'' = \frac{\pi}{2}$ eine maximale Apertur $\theta_{a\phi M} > \frac{\pi}{2}$ garantiert. Ebenfalls unter der Nebenbedingung $\theta_{oc\phi}'' = \frac{\pi}{2}$ ist aus Gl. (40) ersichtlich, daß für $n_1 > \sqrt{n_2^2 + n_0^2}$ für den Aperturwinkel $\theta_{a\phi M} = \pi$, also das gleiche Ergebnis wie beim geraden Lichtleiter gilt.

Bild 6 zeigt, daß bei einem Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene je nach Schnittwinkel, ein größerer oder ein kleinerer Aperturwinkel als beim geraden Lichtleiter vorliegen kann.

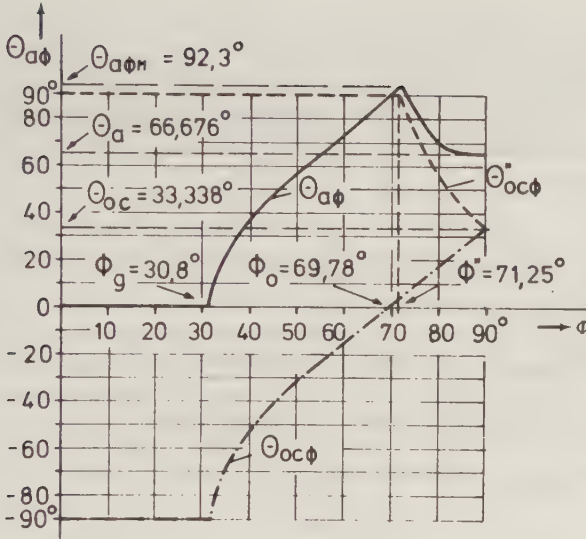


Bild 6: Aperturwinkel beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene
 $n_0 = 1$; $n_1 = 1,59$; $n_2 = 1,492$

Aus Gl. (39) lässt sich nach einigen Umformungen der Grenzschnittwinkel ϕ_g berechnen, für welchen $\Theta_{a\phi} = 0$ wird:

$$\phi_g = \arcsin \left[\frac{1}{2} \cdot (n_2 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_0^2} - n_0 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}) \right] \quad (41)$$

Die Aperturbetrachtungen beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene gelten zunächst nur für den idealen Lichtleiter. Da insbesondere Θ_o große Werte annehmen kann, wird das reale Einkopplungsvermögen entscheidend durch die Fresnel-Reflexionsverluste beeinflusst.

Die Numerische Apertur A_ϕ beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene erhält man aus (21) und (39) zu:

$$A_\phi = n_0 \cdot \sin \left(\frac{1}{2} \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot (\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sin \phi - n_2 \cdot \cos \phi) \right] + \frac{1}{2} \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot (\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sin \phi + n_2 \cdot \cos \phi) \right] \right) \quad (42)$$

wobei die in (39) angegebenen Nebenbedingungen zu beachten sind.

Eine Angabe $A_\phi = \frac{1+n_2 \cdot \cos \phi}{\sin \phi}$ nach /43/ S. 15, ist dagegen falsch, da $A_\phi \geq A$ sein kann, wie es bereits Bild 6 demonstriert. In /43/ ist $A_\phi > 1$ und für $\phi \rightarrow 0$ geht $A_\phi \rightarrow \infty$, während nach Gl. (42) $\lim_{\phi \rightarrow 0} A_\phi = 0$ ist. Andererseits

In Bild 7 sind die Verläufe der Kern- und Mantelaperturwinkel als Funktion des Schnittwinkels und für verschiedene Brechungsindizes von Kern und Mantel dargestellt. Den Einfluß der Umgebung und den größeren Mantelaperturwinkel demonstrieren die Kurven e und f verglichen mit Kurve a.

2.2.1.3 Der gekrümmte Lichtleiter

Mit Lichtleitern läßt sich optische Energie auch auf gekrümmtem Weg leiten. Die Gesamtform der Krümmungen kann dabei mannigfaltig sein. Aus technologischen und aus geometrischen Gründen kann man die auftretenden Krümmungen abschnittsweise durch kreisförmige Krümmungen mit dem Krümmungsradius r approximieren. Bild 8 zeigt den Strahlverlauf bei einem gekrümmten Lichtleiter mit den sukzessiv auftretenden Totalreflexionen an der Kern/Mantel-Grenzfläche.

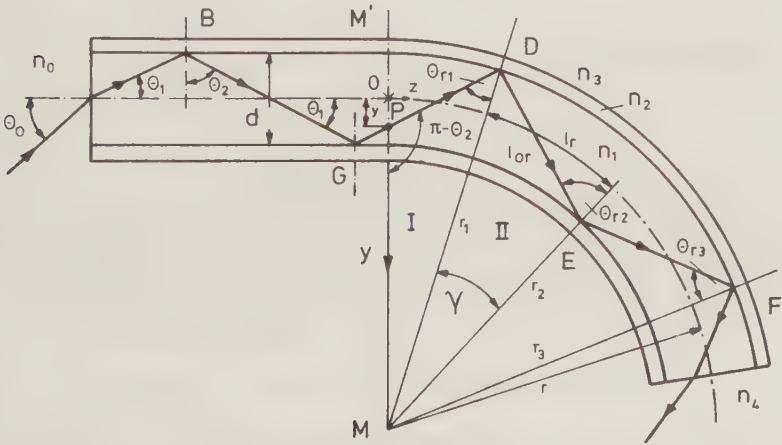


Bild 8: Strahlverlauf im kreisförmig gekrümmten Lichtleiter

Bis zur Linie MM' wird ein gerader Lichtleiter vorausgesetzt, d.h. es gelten die bereits in 2.2.1.1 eingeführten Winkel Θ_0 , Θ_1 und Θ_2 . Im gekrümmten Lichtleiterteil kommt es zu einer Änderung der Lichtleiterkenngrößen. Durch Anwendung des Sinussatzes auf Dreieck I und II und mit den aus Bild 8 ersichtlichen Beziehungen:

$$\overline{MP} = r - y$$

$$\overline{MD} = r_1 = r + \frac{d}{2}$$

$$\overline{ME} = r_2 = r - \frac{d}{2}$$

erhält man für die neuen Einfallswinkel θ_{r_1} und θ_{r_2} im gekrümmten Lichtleiterteil mit Gl. (4) folgende Relationen:

$$\sin \theta_{r_1} = \frac{r-y}{r+\frac{d}{2}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0} \quad (44)$$

$$\sin \theta_{r_2} = \begin{cases} \frac{r-y}{r-\frac{d}{2}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0} ; & \text{für } r > r_g \\ 1 & ; \text{für } r \leq r_g \end{cases} \quad (45)$$

(r_g siehe Gl. (51))

$$\sin \theta_{r_2} = \frac{r+\frac{d}{2}}{r-\frac{d}{2}} \cdot \sin \theta_{r_1} \quad (46)$$

Damit sind die Winkel θ_{r_1} und θ_{r_2} auf geometrische Beziehungen im gekrümmten Lichtleiterteil, auf Materialkenngrößen und auf den Einfallswinkel θ_0 zurückgeführt.

Aus den Gln. (44), (45) und (46) ersieht man, daß im Wertebereich für y : $-\frac{d}{2} \leq y \leq \frac{d}{2}$ und mit Gl. (4) die folgende Ungleichung resultiert:

$$\sin \theta_{r_2} \geq \sin \theta_2 \geq \sin \theta_{r_1} \quad (47)$$

Dies besagt, daß bei einem unter dem maximalen Einfallswinkel θ_{oc} am Lichtleiteranfang - also auch bei $\theta_2 = \theta_{2c}$ - eingekoppelten Strahl bereits bei der ersten Reflexion bei Punkt D im gekrümmten Lichtleiter eine Teiltransmission in den Mantel erfolgt. Auch im Fall $\theta_2 > \theta_{2c}$ kann dies eintreten, wenn der Krümmungsradius r des Lichtleiters entsprechend klein genug ist.

Eine einfache geometrisch-optische Betrachtung zeigt, daß für den Reflexionswinkel θ_{r_3} bei F für $r_3 = r_1$

$$\sin \theta_{r_3} = \sin \theta_{r_1}$$

gilt.

Zur Abstrahlung kann es also nur am äußeren Bogen kommen, und zwar beim idealen Lichtleiter mit äquiprozentualen Transmissionsanteilen der sukzessiven Reflexionen an der äußeren Kern/Mantel-Krümmung. Die Gl. (44), (45) und (46) lassen sich verallgemeinern

$$\theta_{r(2m+1)} = \arcsin \left[\frac{r-y}{r+\frac{d}{2}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0} \right] ; m = 0, 1, 2, \dots \quad (48)$$

$$\theta_{r(2m+2)} = \begin{cases} \arcsin \left[\frac{r-y}{r+\frac{d}{2}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0} \right] & ; m = 0, 1, 2, \dots \\ \frac{\pi}{2} & \text{für } r > r_g \\ \frac{\pi}{2} & m = 0, 1, 2, \dots \\ & \text{für } r \leq r_g \end{cases} \quad (49)$$

$$\sin \theta_{r(2m+2)} = \frac{r+\frac{d}{2}}{r-\frac{d}{2}} \cdot \sin \theta_{r(2m+1)} ; m = 0, 1, 2, \dots \quad (50)$$

Es kann vorkommen, daß es am Innenbogen keine Reflexionen gibt, also

$\theta_{r(2m+2)} = \frac{\pi}{2}$ ist. Aus Gl. (49) erhält man dann einen Grenzkrümmungsradius r_g

$$r_g = \frac{\frac{d}{2} - y \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0}}{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0}} \quad (51)$$

unterhalb dessen es nur noch am Außenbogen Reflexionen gibt.

Gl. (48) läßt erkennen, daß $\theta_{r(2m+1)}$ für $y = \frac{d}{2}$ minimal wird:

$$\theta_{r(2m+1)m} = \arcsin \left[\frac{r-\frac{d}{2}}{r+\frac{d}{2}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0} \right] \quad (52)$$

und gleichzeitig

$$\theta_{r(2m+2)m} = \arccos \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_0 \right) \quad (53)$$

Aus Gl. (52) kann man auch den optisch erlaubten minimalen Krümmungsradius r_{am} berechnen. Die Forderung

$$\sin \theta_{r(2m+1)m} \geq \frac{n_2}{n_1}$$

führt zu der Bedingung:

$$r_{\text{am}} \geq \frac{\frac{d}{2} \cdot \left(\frac{n_2}{n_1} + \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0} \right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0} - \frac{n_2}{n_1}} \quad (54a)$$

bzw. wenn man den minimalen optischen Krümmungsradius als Funktion von y ausdrücken will:

$$r_{\text{am}}(y) \geq \frac{\frac{d}{2} \cdot \frac{n_2}{n_1} + y \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0} - \frac{n_2}{n_1}} \quad (54b)$$

Aus Gl. (54b) läßt sich eine Grenzeinfallshöhe y_0 ermitteln, unterhalb deren Wert der minimale Krümmungsradius $r_{\text{am}}(y)$ die geometrische Grenze $\frac{d}{2}$ erreicht.

$$y_0 \leq \frac{d}{2} \cdot \left(1 - \frac{2 \cdot \frac{n_2}{n_1}}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0}} \right) \quad (54c)$$

In Bild 9 sind der Grenzkümmungsradius r_g und der minimale optisch erlaubte Krümmungsradius r_{am} als Funktion des Einfallswinkels θ_0 und der Einfallshöhe y für verschiedene Brechungsindexkombinationen aufgetragen. In einer Tabelle sind die nach Gl. (54c) ermittelten Grenzeinfallshöhen y_0 als Funktion des Einfallswinkels θ_0 angegeben. Es ist zu erkennen, daß bei $y_0 = -\frac{d}{2}$ selbst Strahlen, die unter $\theta_0 = \theta_{\text{oc}}$ einfallen, bei dem geometrisch kleinsten Krümmungsradius $r_{\text{am}} = \frac{d}{2}$ im idealen Lichtleiter geleitet werden.

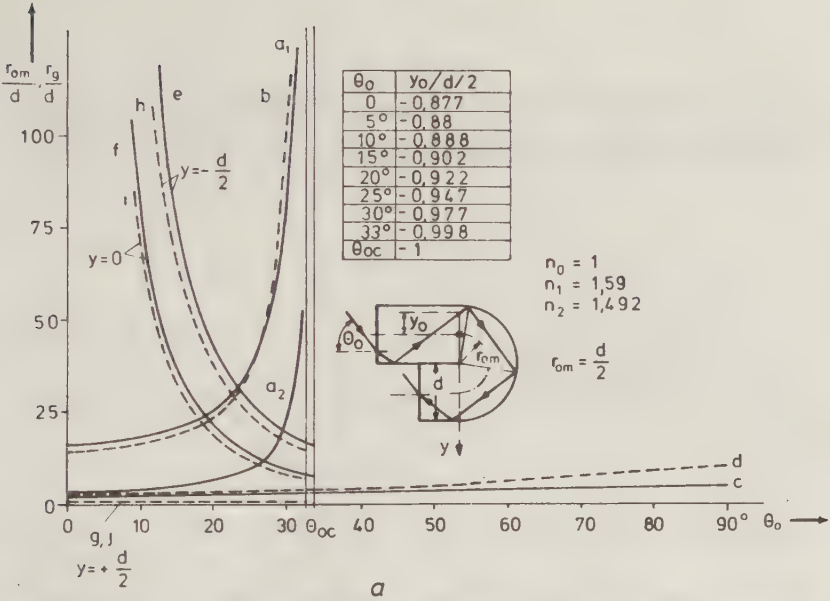


Bild 9: a) Grenzkrümmungsradius r_g und minimaler optisch erlaubter Krümmungsradius r_{cm} als Funktion des Einfallswinkels θ_0

- | | |
|--|--|
| $\frac{r_{cm}(y)}$ | $\frac{r_g}{y}$ |
| a ₁) $n_0=1; n_1=1,59; n_2=1,492; y=\frac{d}{2}$ | e) $n_0=1; n_1=1,59; n_2=1,492; y=-\frac{d}{2}$ |
| a ₂) $n_0=1; n_1=1,59; n_2=1,492; y=0$ | f) $n_0=1; n_1=1,59; n_2=1,492; y=0$ |
| b) $n_0=1; n_1=1,492; n_2=1,392; y=\frac{d}{2}$ | g) $n_0=1; n_1=1,59; n_2=1,492; y=+\frac{d}{2}$ |
| c) $n_0=1; n_1=1,59; n_2=1; y=\frac{d}{2}$ | h) $n_0=1; n_1=1,492; n_2=1,392; y=-\frac{d}{2}$ |
| d) $n_0=1; n_1=1,492; n_2=1; y=\frac{d}{2}$ | i) $n_0=1; n_1=1,492; n_2=1,392; y=0$ |
| | j) $n_0=1; n_1=1,492; n_2=1,392; y=+\frac{d}{2}$ |

b) Sukzessive Totalreflexionen in einem gekrümmten Kunststofflichtleiter; $y \approx -\frac{d}{2}$, $\theta_0 \leq \theta_{oc}$

c) Sukzessive Totalreflexionen nur am Außenbogen: $y \approx 0$, $\theta_0 \approx \theta_{oc}$

Im Gegensatz zum geraden Lichtleiter ist der maximale Aperturwinkel beim gekrümmten Lichtleiter auch von der Strahleinfallshöhe abhängig (Bild 10).

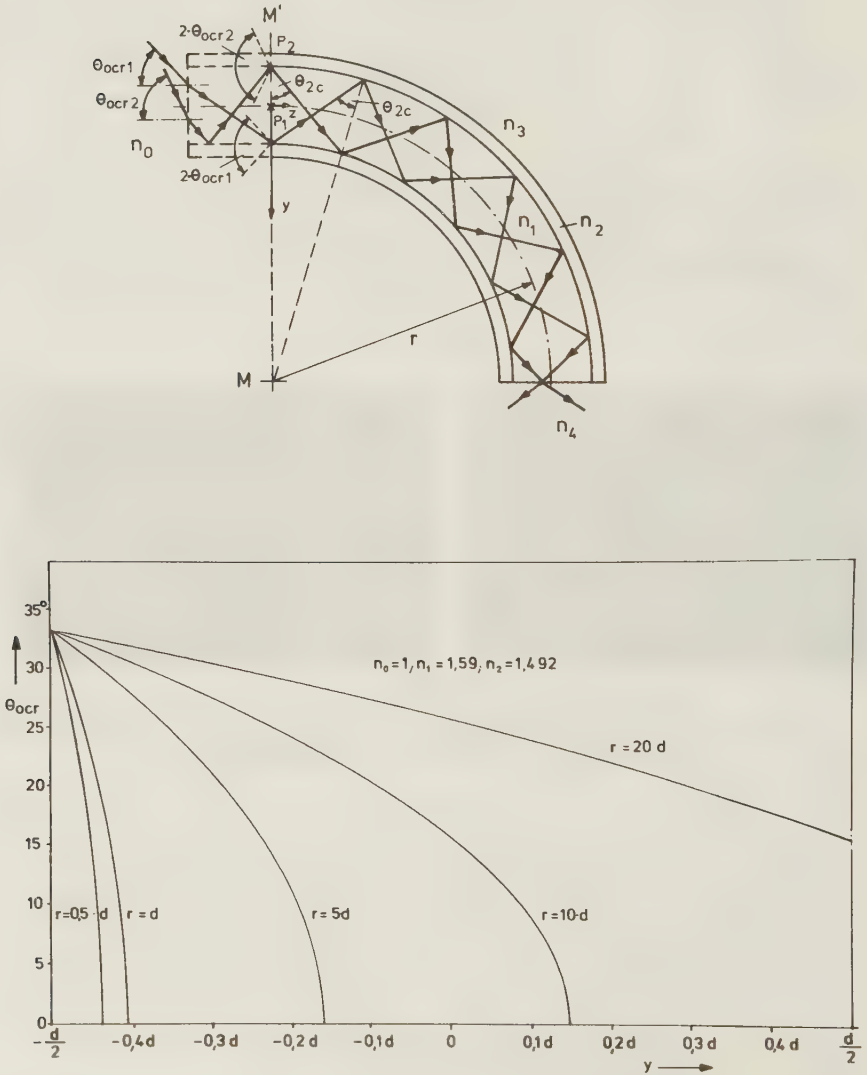


Bild 10: Aperturwinkel beim gekrümmten Lichtleiter

Im gekrümmten Lichtleiter ist $\theta_{r(2m+1)}$ die entscheidende Größe für eine Aperturbetrachtung.

Aus Gl. (48) folgt mit $\theta_{r(2m+1)} = \theta_{2c}$ für den maximalen Einfallswinkel beim gekrümmten Lichtleiter:

$$\theta_{ocr} = \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - \left(\frac{r+\frac{d}{2}}{r-y}\right)^2 \cdot n_2^2} \right] \quad (55)$$

mit dem Wertebereich

$$\theta_{ocr2} = \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \right] \geq \theta_{ocr} \geq \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - \left(\frac{r+\frac{d}{2}}{r-\frac{d}{2}}\right)^2 \cdot n_2^2} \right] = \theta_{ocr1} \quad (56)$$

Für den Fall, daß die Ebene MM' gleichzeitig den Lichtleiteranfang darstellt, zeigt sich die von der Strahleintrittshöhe abhängige Apertur besonders deutlich (gestrichelt in Bild 10).

Bezogen auf den gesamten Kerndurchmesser ergibt sich in diesem Fall die zur Lichtleiterachse unsymmetrische Apertur:

$$\theta'_{ar} = \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \right] + \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - \left(\frac{r+\frac{d}{2}}{r-\frac{d}{2}}\right)^2 \cdot n_2^2} \right] \quad (57)$$

$$\text{mit: } 2 \cdot \theta_{ocr1} \leq \theta'_{ar} \leq 2 \cdot \theta_{ocr2}$$

Als Aperturwinkel wird beim gekrümmten Lichtleiter die Größe

$$\theta_{ar} = 2 \cdot \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - \left(\frac{r+\frac{d}{2}}{r-\frac{d}{2}}\right)^2 \cdot n_2^2} \right] < \theta_a \quad (58)$$

bezeichnet. Dies führt unter Berücksichtigung des Brechungsgesetzes von Snellius zur Numerischen Apertur A_r des gekrümmten Lichtleiters

$$A_r = \sqrt{n_1^2 - \left(\frac{r+\frac{d}{2}}{r-\frac{d}{2}}\right)^2 \cdot n_2^2} < A \quad (59)$$

d.h. eine Krümmung verkleinert die erlaubte maximale Eintrittsapertur.

Bei der Ermittlung des Mantelaperturwinkels beim gekrümmten Lichtleiter kann man entsprechend der Herleitung von Gl. (55) vorgehen und erhält mit den Bezeichnungen des Bildes 11 für den maximalen Einfallswinkel θ_{ocr}

$$\theta_{03r} = \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - \left(\frac{r+\frac{D}{2}}{r-y} \right)^2 \cdot n_2^2} \right] < \theta_{03} \quad (60)$$

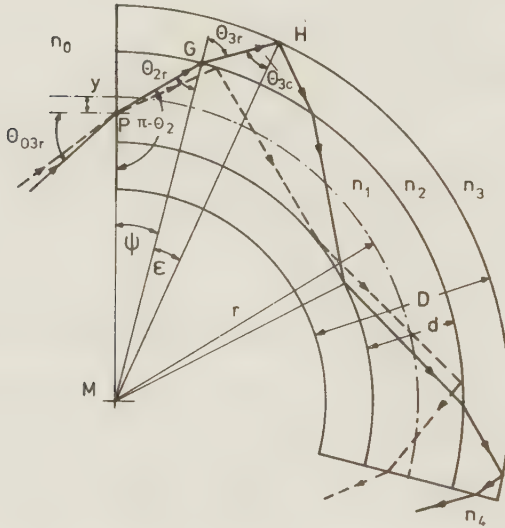


Bild 11: Ermittlung des Mantelaperturwinkels beim gekrümmten Lichtleiter

Dies führt schließlich zu der Mantelapertur θ_{arM} des gekrümmten Lichtleiters:

$$\theta_{arM} = 2 \cdot \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - \left(\frac{r+\frac{D}{2}}{r-\frac{d}{2}} \right)^2 \cdot n_3^2} \right] < \theta_{aM} \quad (61)$$

Infolge der Lichtleiterkrümmung ändern sich auch die geometrisch-optischen Weglängen. Aus Bild 8 läßt sich die Beziehung

$$l_{or} = \left(r - \frac{d}{2} \right) \cdot \frac{\sin \gamma}{\sin \theta_{r1}} \quad (62)$$

für die optische Reflexionslänge ablesen.

Mit $\gamma = \begin{cases} \theta_{r2} - \theta_{r1}; & r > r_g \\ \pi - 2 \cdot \theta_{r1}; & r \leq r_g \end{cases}$ für den Zentriwinkel zwischen 2 Kern/Mantel-Grenzflächen-Reflexionen und nach Anwendung der Gln. (44) und (45) folgt aus Gl. (62)

$$l_{or} = \begin{cases} \left(r + \frac{d}{2} \right) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r-y}{r + \frac{d}{2}} \right)^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0 \right]} - \left(r - \frac{d}{2} \right) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r-y}{r - \frac{d}{2}} \right)^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0 \right]} ; \\ \text{für } r > r_g \\ \\ 2 \cdot \left(r + \frac{d}{2} \right) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r-y}{r + \frac{d}{2}} \right)^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0 \right]} ; \text{ für } r \leq r_g \end{cases} \quad (63)$$

wobei l_{or} für $r \leq r_g$ der Sehne eines Kreises vom Radius $(r + \frac{d}{2})$ mit dem Zentriwinkel $(\pi - 2 \cdot \theta_{r1})$ entspricht.

Die der Reflexionslänge l beim geraden Lichtleiter entsprechende Reflexionslänge l_r beim gekrümmten Lichtleiter folgt aus:

$$l_r = r \cdot \gamma = \begin{cases} r \cdot \arcsin \left[\frac{r-y}{r - \frac{d}{2}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0} \right] - r \cdot \arcsin \left[\frac{r-y}{r + \frac{d}{2}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0} \right] ; \\ \text{für } r > r_g \\ \\ 2r \cdot \arcsin \sqrt{1 - \left(\frac{r-y}{r + \frac{d}{2}} \right)^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0 \right]} ; \text{ für } r \leq r_g \end{cases} \quad (64)$$

Für das Verhältnis $\frac{l_{or}}{l_r}$ erhält man mit Gl. (62), (64), (44) und (31)

$$\frac{l_{or}}{l_r} = \frac{r^2 - \frac{d^2}{4}}{r^2 - r \cdot y} \cdot \frac{\sin \gamma}{\gamma} \cdot \frac{l_o}{l} = F_l \cdot \frac{l_o}{l} \quad (65)$$

Die hieraus in /43/ abgeleitete Ungleichung $\frac{l_{or}}{l_r} < \frac{l_o}{l}$ ist unkorrekt, da für

$$y \geq \frac{d^2}{4 \cdot r} \text{ auch } \frac{r^2 - \frac{d^2}{4}}{r^2 - r \cdot y} \geq 1 \text{ ist.}$$

In /10/, /40/, /42/ und /45/ wird das ebenfalls unkorrekte Ergebnis $l_{or} < l_o$ angegeben.

Zu einer Abschätzung von $\frac{l_{or}}{l_r}$ gegenüber $\frac{l_o}{l}$ muß man die Längenverhältnissfunktion

$F_{\ell} =$

$$\left\{ \begin{aligned} & \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_0} \cdot \left\{ \left(r + \frac{d}{2}\right) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r-y}{r+\frac{d}{2}}\right)^2} \cdot \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_0\right] - \left(r - \frac{d}{2}\right) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r-y}{r-\frac{d}{2}}\right)^2} \cdot \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_0\right] \right. \\ & \left. - r \cdot \left\{ \arcsin \left[\frac{r-y}{r-\frac{d}{2}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_0} \right] - \arcsin \left[\frac{r-y}{r+\frac{d}{2}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_0} \right] \right\} \right\} \\ & \qquad \qquad \qquad \text{für } r > r_g \\ & \frac{r + \frac{d}{2}}{r} \cdot \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{r-y}{r+\frac{d}{2}}\right)^2} \cdot \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_0\right] \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_0}}{\arcsin \sqrt{1 - \left(\frac{r-y}{r+\frac{d}{2}}\right)^2} \cdot \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_0\right]} \quad ; \text{ für } r \leq r_g \end{aligned} \right. \quad (66)$$

untersuchen. Eine genauere Betrachtung zeigt, daß diese Funktion größer oder kleiner als Eins sein kann, d.h. für $\frac{\ell_{or}}{\ell_r}$ kann stets nur für den speziellen Fall gegebener Größen r , d , y , n_0 , n_1 und Θ_0 eine Ungleichung angegeben werden.

In Bild 12a, 12b und 13 sind zum Vergleich die optischen Reflexionslängen ℓ_{or} und ℓ_o , die Reflexionslängen ℓ_r und ℓ sowie das Verhältnis ℓ_{or}/ℓ_r und ℓ_o/ℓ des gekrümmten und des geraden Lichtleiterteils graphisch dargestellt, die sich unter Berücksichtigung der Verhältnisse nach Bild 8 ergeben.

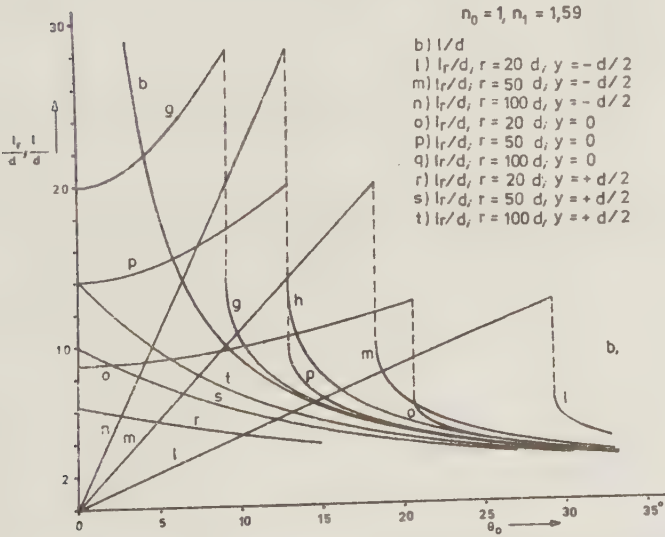
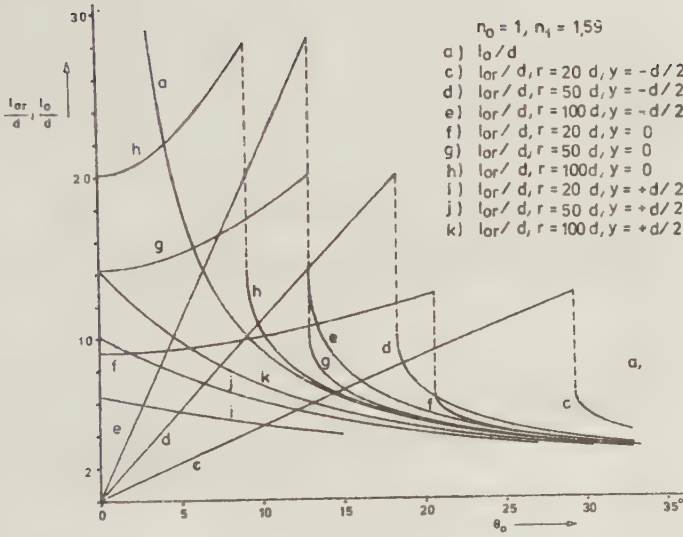


Bild 12: a) Optische Reflexionslängen l_{or} und l_o als Funktion des Einfallswinkels θ_o

b) Reflexionslängen l_r und l als Funktion des Einfallswinkels θ_o

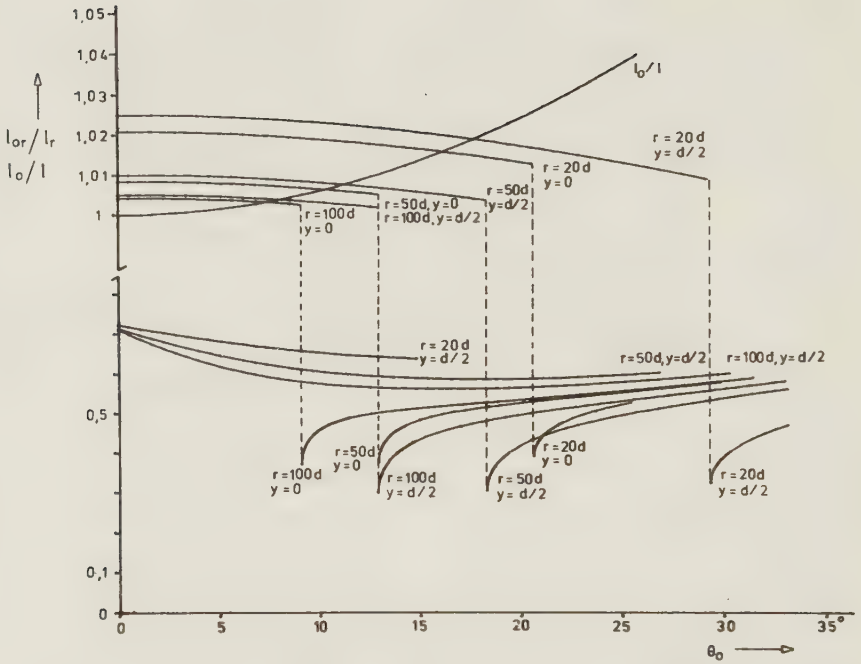


Bild 13: Verhältnis optische Reflexionslänge zur Reflexionslänge als Funktion des Einfallswinkels θ_0

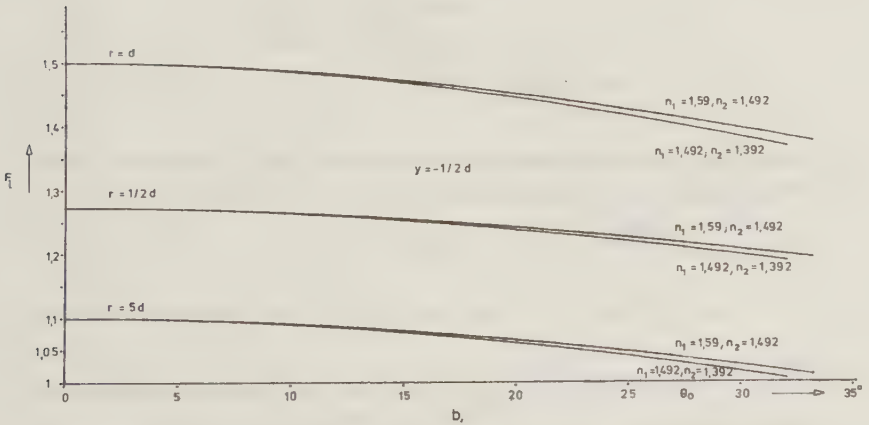
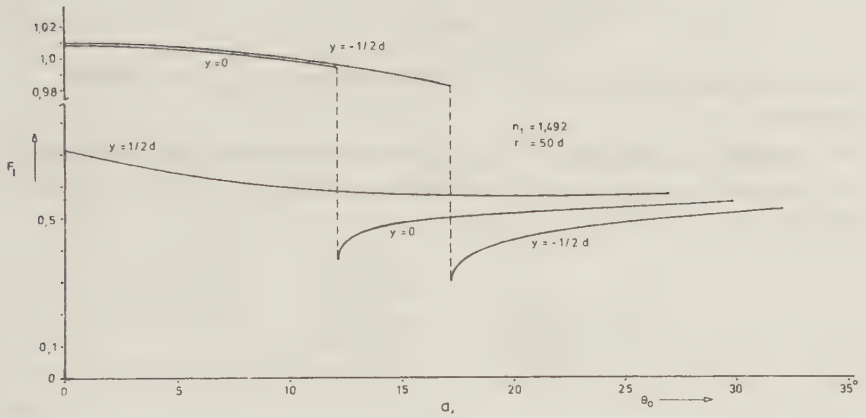


Bild 14: Längenverhältnisfunktion F_l als Funktion des Einfallswinkels θ_0 für verschiedene Lichtleiterkrümmungen r und Strahleinfallshöhen y

Aus Bild 14 ist zu ersehen, daß die Längenverhältnisfunktion $F_l \geq 1$ sein kann. Entsprechend der Definition des Grenzkrümmungsradius r_g kann man auch einen Grenzeinfallswinkel θ_{og} definieren, der bei gegebenen Größen r , d , y , n_0 und n_1 den Winkelwert angibt, unterhalb dessen nur Reflexionen am Außenbogen auftreten:

$$\theta_{og} = \arcsin \left[\frac{n_1}{n_0} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r-d}{r-y} \right)^2} \right] \quad (67)$$

Der Grenzeinfallswinkel θ_{og} bedingt Unstetigkeiten im ℓ_{or} - und ℓ_r -Kurvenverlauf.

Im gekrümmten Lichtleiterteil ändert sich auch die Anzahl n_r der Reflexionen pro Längeneinheit. Entsprechend der Definition in Gl. (26) erhält man mit Gl. (46)

$$n_r = \frac{1}{\ell_r} = \begin{cases} \frac{1}{d \cdot \tan\left(\frac{\theta_{r2} + \theta_{r1}}{2}\right)} \cdot \frac{\tan\left(\frac{\theta_{r2} - \theta_{r1}}{2}\right)}{\frac{\theta_{r2} - \theta_{r1}}{2}} ; & \text{für } r > r_g \\ \frac{1}{2 \cdot d \cdot \tan\left(\frac{\frac{\pi}{2} + \theta_{r1}}{2}\right)} \cdot \frac{\tan\left(\frac{\frac{\pi}{2} - \theta_{r1}}{2}\right)}{\frac{\frac{\pi}{2} - \theta_{r1}}{2}} ; & \text{für } r \leq r_g \end{cases} \quad (68a)$$

Zur Abschätzung des Einflusses einer Krümmung muß man die einzelnen Terme in (68a) betrachten. Für große Krümmungsradien $r \gg d$ kann man für

$$\tan\left(\frac{\theta_{r2} - \theta_{r1}}{2}\right) / \left(\frac{\theta_{r2} - \theta_{r1}}{2}\right) \quad \text{bzw.}$$

für $\tan\left(\frac{\frac{\pi}{2} - \theta_{r1}}{2}\right) / \left(\frac{\frac{\pi}{2} - \theta_{r1}}{2}\right)$ eine Taylorentwicklung durchführen, da mit

$\frac{\theta_{r2} - \theta_{r1}}{2} < \frac{\pi}{2}$ bzw. mit $\frac{\frac{\pi}{2} - \theta_{r1}}{2} < \frac{\pi}{2}$ Konvergenz der Potenzreihenentwicklung garantiert wird.

In Bild 15 ist das Ergebnis einer exemplarischen numerischen Berechnung der Größen $n_r = n_r(x, d, y, n_0, n_1, \theta_0)$ dargestellt, woraus zu erkennen ist, daß $n_r \geq n$ sein kann.

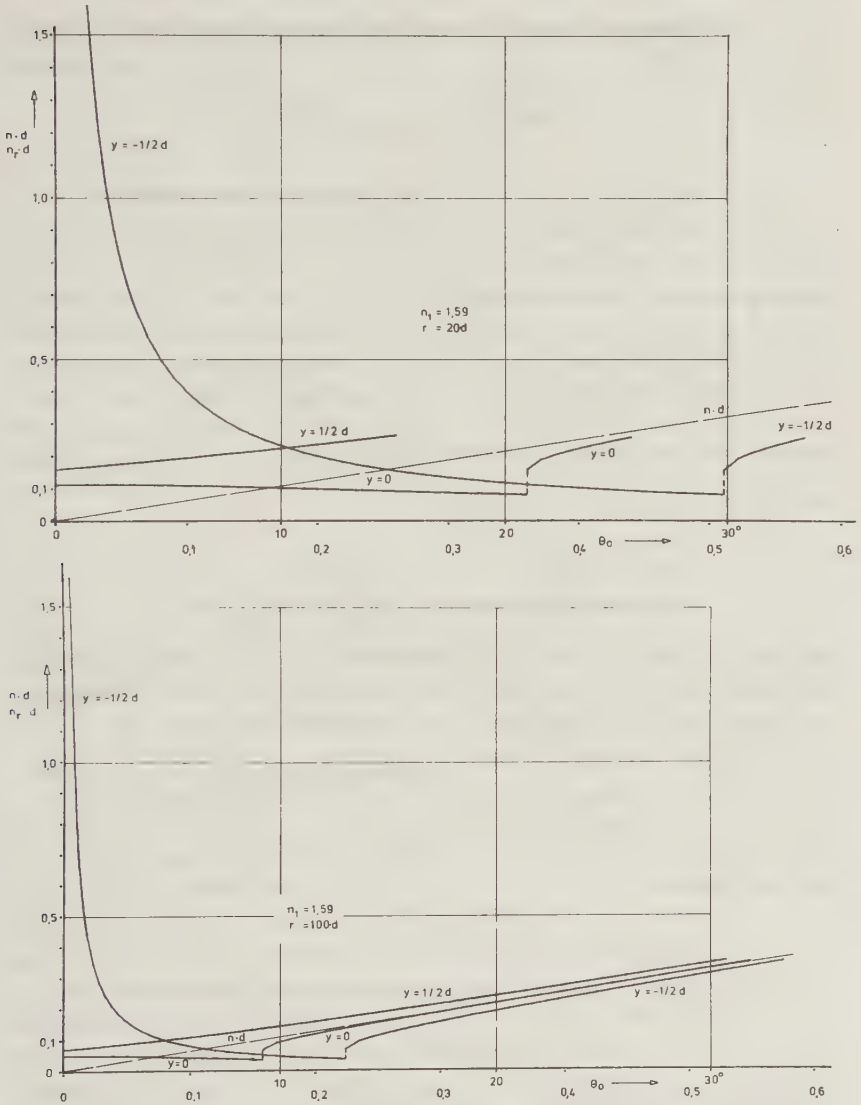


Bild 15: Anzahl der Reflexionen beim geraden und gekrümmten Lichtleiter als Funktion des Einfallswinkels θ_0 für verschiedene Krümmungsradien r und Einfallshöhen y

Mit dem allgemeinen Ansatz $\frac{\theta_{r2} - \theta_{r1}}{2} = \Delta\theta_r$ bzw. $\frac{\pi - \theta_{r1}}{2} = \Delta\theta_r$

für die arithmetische Winkeldifferenz beim gekrümmten Lichtleiter resultiert aus Gl. (68a)

$$n_r = \left[1 + \frac{1}{3} (\Delta\theta_r)^2 + \dots + \frac{2^{2m} \cdot (2^{2m} - 1) \cdot B_m}{(2 \cdot m)!} \cdot (\Delta\theta_r)^{2 \cdot (m-1)} + \dots \right] \cdot \begin{cases} \frac{1}{d \cdot \tan\left(\frac{\theta_{r2} + \theta_{r1}}{2}\right)} & ; \text{ für } r > r_g \\ \frac{1}{2 \cdot d \cdot \tan\left(\frac{\pi/2 + \theta_{r1}}{2}\right)} & ; \text{ für } r \leq r_g \end{cases} \quad (68b)$$

wobei B_m für die Bernoullischen Zahlen steht /46/.

Für den Fall $r > r_g$ folgt die Näherung für

$$n_r \approx \frac{1}{d \cdot \tan\left(\frac{\theta_{r2} + \theta_{r1}}{2}\right)} \cdot \left[1 + \frac{1}{3} (\Delta\theta_r)^2 \right] \quad (69)$$

Aus Gl. (69) darf nun nicht gefolgert werden, daß die Zahl der Totalreflexionen pro Längeneinheit im gekrümmten Lichtleiter größer ist als im geraden Lichtleiter mit einem Einfallswinkel an der Kern/Mantel-Grenzfläche von

$\theta_2 = \frac{\theta_{r2} + \theta_{r1}}{2}$, denn diese letzte Forderung führt mit den Gln. (44), (45) und (4) zu einem Widerspruch.

Vom Verfasser wurde in /34/ für $\frac{\theta_{r2} + \theta_{r1}}{2} = \theta_2 + \Delta\theta_2$ die näherungsweise gültige Beziehung

$$n_r \approx \frac{1}{n} \cdot \frac{\left[1 + \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{\theta_{r2} - \theta_{r1}}{2} \right)^2 \right]}{1 + \tan\Delta\theta_2 \cdot \left(\tan\theta_2 + \frac{1}{\tan\theta_2} \right)} \quad (70)$$

abgeleitet. Auch hiermit ist ein analytischer Vergleich nicht leicht durchführbar.

Da für eine sehr große Gesamtzahl N_r der Reflexionen am Kern/Mantel-Übergang auch beim gekrümmten Lichtleiter die Beziehung

Wenn der Lichtleiter für $z_0 < 0$ aus einem geraden Teil besteht, so gilt ferner

$$\theta_{2\beta}^p = \theta_2 - (p - \frac{1}{2}) \cdot \beta \quad ; \quad (p = 1, 2, 3, \dots) \quad (73b)$$

d.h. bei Ausbreitung in +z-Richtung kommt es entsprechend $\theta_{0\beta} > \theta_0$ zu einer Vergrößerung des Ausgangsdivergenzwinkels. Eine Durchmesserverkleinerung kann zur Erhöhung der Leistungsdichte am Lichtleiterende ausgenutzt werden. Diese Aussagen hat wohl auch O'Brien /49/ bei seiner Erklärung des STILES/CRAWFORD-Effektes im menschlichen Auge gemeint, als er die Zapfen in der Nähe der Fovea mit konischen Abschnitten approximiert. Auf die Lichtleitung durch Vielfachreflexionen in den Elementen mit höherem Brechungsindex in der Retina hat bereits Brücke /50/ hingewiesen.

Die geometrischen Verhältnisse an einem Hohlkonus wurden erstmals von Williamson /174/ in einer Hilfskonstruktion untersucht und später von vielen Autoren /10/, /36/ übernommen. Bild 17 zeigt eine auf die Verhältnisse beim Kern/Mantel-Lichtleiter modifizierte Darstellung des konischen Lichtleiterteils.

Nach Kapany wird ein unter dem Winkel θ_0 eingekoppelter Strahl vom Konus übertragen, wenn er das dem Punkt C' am nächsten liegende Polygon in einem Punkt Q_1 schneidet, und der Winkel θ_1 wird maximal, wenn der Strahl einen das Polygon ersetzenden Kreis tangiert. Diese Formulierung führt auf die für Lichtleiter nicht uneingeschränkt gültige Beziehung $\sin \theta_1 = \frac{d_2}{d_1}$, denn sie kann nur für ein innen verspiegeltes konisches Rohrstück Gültigkeit besitzen. Eine Anwendung auf dielektrische Lichtleiter, wie sie von verschiedenen Autoren übernommen wurde, ist dagegen unzulässig, da der Brechungswinkel $\theta_{1\beta}$ am konischen Lichtleiterende folgende Bedingungen erfüllen muß

$$\theta_{1\beta} \leq \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (74a)$$

$$\text{und} \quad \theta_{1\beta} \leq \frac{\pi}{2} - \theta_{2c} + \frac{\beta}{2} \quad (74b)$$

$$\text{wobei} \quad \theta_{1\beta} = p \cdot \beta + \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1} \cdot \sin \theta_0\right) \quad (74c)$$

gilt.

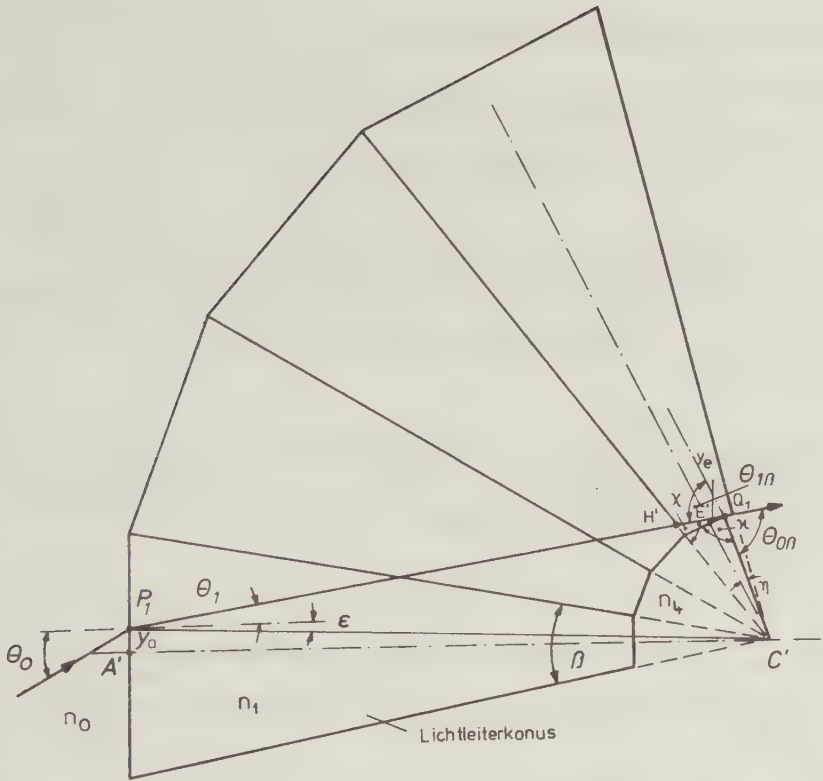


Bild 17: Geometrische Hilfskonstruktion für konische Lichtleiterteile

Gl. (74a) ergibt sich aus der Forderung, daß am Lichtleiterende keine Totalreflexion auftreten soll und Gl. (74b) enthält die Bedingung $\theta_{2\beta}^p \geq \theta_{2c}$ (für alle p). Diese beiden Forderungen müssen beim Lichtleiteffekt im Konus erfüllt sein.

Eine an Hand der Hilfskonstruktion durchgeführte Untersuchung der geometrisch-optischen Beziehungen führt zu der Bestimmungsgleichung

$$\begin{aligned} & \frac{d_1}{2} \cdot \frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_0 + y_a \cdot \tan \frac{\beta}{2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_0} = \\ & = \frac{d_2}{2} \cdot \frac{n_4}{n_1} \cdot \sin \theta_{0\beta} + y_e \cdot \tan \frac{\beta}{2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_4}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{0\beta}} \end{aligned} \quad (75)$$

Für den Einfallswinkel Θ_0 erhält man dann

$$\Theta_0 = \arcsin \left\{ \frac{d_1 \cdot \left[\frac{d_2}{2} \cdot \frac{n_4}{n_1} \cdot \sin \Theta_{0\beta} + y_e \cdot \tan \frac{\beta}{2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_4}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_{0\beta}} \right]}{2 \cdot \frac{n_0}{n_1} \cdot \left[\left(\frac{d_1}{2} \right)^2 + y_a^2 \cdot \tan^2 \frac{\beta}{2} \right]} \right\} \cdot \left[1 (\pm) \sqrt{1 - 4 \cdot \frac{\left\{ \frac{d_2}{2} \cdot \frac{n_4}{n_1} \cdot \sin \Theta_{0\beta} + y_e \cdot \tan \frac{\beta}{2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_4}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_{0\beta}} \right\}^2 - y_a^2 \cdot \tan^2 \frac{\beta}{2}}{d_1^2 \cdot \left\{ \frac{d_2}{2} \cdot \frac{n_4}{n_1} \cdot \sin \Theta_{0\beta} + y_e \cdot \tan \frac{\beta}{2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_4}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_{0\beta}} \right\}^2} \cdot \left[\left(\frac{d_1}{2} \right)^2 + y_a^2 \cdot \tan^2 \frac{\beta}{2} \right]} \right]} \right] \quad (76)$$

d.h. $\Theta_0 = \Theta_0(d_1, d_2, y_a, y_e, n_0, n_1, n_4, \beta, \Theta_{0\beta})$. Aus Gl. (76) ergibt sich nur mit den Voraussetzungen $\beta \ll 1$, $n_4 = n_1$ und $\Theta_{0\beta} = \frac{\pi}{2}$ der in /10/ angegebene Zusammenhang, während für $\Theta_{0\beta} \neq \frac{\pi}{2}$ gilt:

$$\sin \Theta_{0\beta} \approx \frac{n_0}{n_4} \cdot \frac{d_1}{d_2} \cdot \sin \Theta_0 \quad (\beta \ll 1) \quad (77)$$

Für $y_a = y_e = 0$ gilt dagegen Gl. (77) exakt, unabhängig von β .

Aus einer Betrachtung des Bildes 17 kann man für β folgende Beziehung ableiten:

$$\beta = 2 \cdot \Theta_{2\beta}^P + 2 \cdot \Theta_{1\beta} - \pi \quad (78a)$$

bzw. aus Gl. (75)

$$\beta = 2 \cdot \arctan \left[\frac{\frac{d_2}{2} \cdot \frac{n_4}{n_1} \cdot \sin \Theta_{0\beta} - \frac{d_1}{2} \cdot \frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \Theta_0}{y_a \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_0} - y_e \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_4}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \Theta_{0\beta}}} \right] \quad (78b)$$

Unter Berücksichtigung von $\Theta_{2\beta}^P \geq \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$ und von Gl. (74) erhält man die folgende Ungleichung für den Konuswinkel β

$$2 \cdot \Theta_{2\beta}^P + 2 \cdot \min \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{n_2 + \beta}{n_1}, \arcsin \frac{n_4}{n_1} \right) - \pi \geq 2 \cdot \arcsin \frac{n_2}{n_1} + 2 \cdot \arcsin \left(\frac{n_4}{n_1} \cdot \sin \Theta_{0\beta} \right) - \pi \quad (79)$$

Die von Kapany in /40/ angegebene Beziehung

$$\beta \leq 2 \cdot \arcsin \frac{n_4}{n_1} + 2 \cdot \arcsin \frac{n_2}{n_1} - \pi$$

ist nur erfüllt für $\theta_{2\beta}^p = \theta_{2C}$ und für $\theta_{1\beta} \leq 2 \cdot \arcsin \frac{n_4}{n_1}$, was nach (74a) zwar notwendig aber nicht hinreichend ist.

So liefert für $n_0 = 1$; $n_1 = 1,59$; $n_2 = 1,492$; $n_4 = 1,33$ und $\beta \approx 5^\circ$ Kapany's Relation $\beta \leq 73,1^\circ$; mit Gl. (79) folgt dagegen $\beta \leq 5^\circ$ für $\theta_{2\beta}^p = \theta_{2C}$.

Fehlerursache ist auch hier wieder die unzulässige Übertragung der Beziehungen für innen verspiegelte konische Rohre auf dielektrische Kern/Mantel-Lichtleiter.

Aus der Anwendung des Brechungsgesetzes am Lichtleiterende und mit Gl. (74) erhält man den maximalen Ausgangsdivergenzwinkel eines Konus (Bild 18):

$$\theta_\beta = 2 \cdot \arcsin \left\{ \frac{n_1}{n_4} \cdot \sin \left[\min \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{n_2}{n_1} + \frac{\beta}{2}, \arcsin \frac{n_4}{n_1} \right) \right] \right\} \quad (80)$$

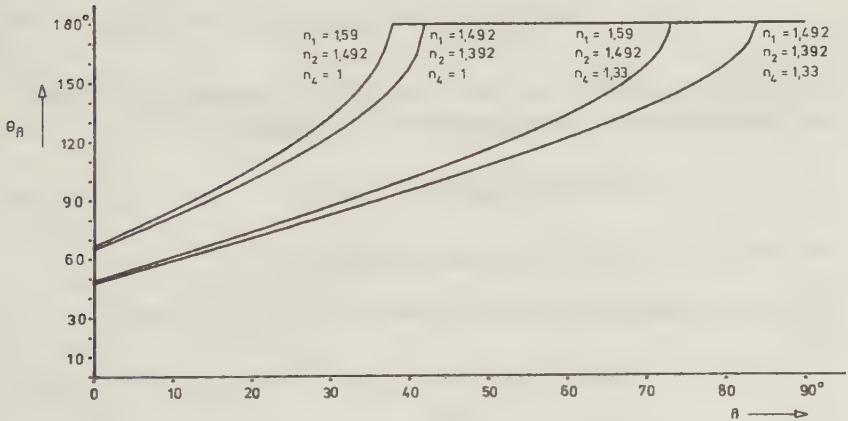


Bild 18: Maximaler Ausgangsdivergenzwinkel θ_β eines Konus als Funktion des des Konuswinkels β

Eine von Kapany /40/, Lisitsa /42/, Allan /43/ und Reichel /47/, /48/ angegebene Beziehung der Form $\frac{d_2}{d_1} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ für die Numerische Apertur beim konischen Lichtleiter erhält man nur für $\beta \ll 1$, $n_4 = n_1$, $\theta_{O\beta} = \frac{\pi}{2}$, d.h. sie ist für den dielektrischen Lichtleiter nicht anwendbar.

Die Numerische Apertur A_β beim konischen Lichtleiter erhält man aus Gl. (76) und (80) zu:

$$A_\beta = n_0 \cdot \sin \left\{ \text{Max} \left[\theta_O \left(\theta_{O\beta} = \frac{\theta_\beta}{2} \right) \right] \right\} \quad (81a)$$

Eine für praktische Anwendungen geeignete Näherung für $\beta \ll 1$ folgt aus (77) und (80)

$$A_{\beta} \approx \frac{d_2}{d_1} \cdot n_1 \cdot \sin \left[\min \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{n_2}{n_1} + \frac{\beta}{2}, \arcsin \frac{n_4}{n_1} \right) \right] \quad (81b)$$

Nur für $\beta \ll 1$ und $\frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{n_2}{n_1} + \frac{\beta}{2} < \arcsin \frac{n_4}{n_1}$ gilt die Näherung:

$$A_{\beta} \approx \frac{d_2}{d_1} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{d_2}{d_1} \cdot A \quad (81c)$$

Für den maximalen Aperturwinkel $\theta_{a\beta}$ beim Konus gilt:

$$\theta_{a\beta} = 2 \cdot \text{Max} \left[\theta_0 \left(\theta_{0\beta} = \frac{\theta_{\beta}}{2} \right) \right] \quad (82a)$$

bzw. für $\beta \ll 1$

$$\theta_{a\beta} \approx 2 \cdot \arcsin \left\{ \frac{d_2}{d_1} \cdot \frac{n_1}{n_0} \cdot \sin \left[\min \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{n_2}{n_1} + \frac{\beta}{2}, \arcsin \frac{n_4}{n_1} \right) \right] \right\} \quad (82b)$$

Die numerische Auswertung der Gln. (74a-b) stellt zusammen mit Gl. (74c) eine Möglichkeit dar, den Aperturwinkel $\theta_{a\beta}$ zu bestimmen:

$$\theta_{a\beta} = 2 \cdot \arcsin \left\{ \frac{n_1}{n_0} \cdot \sin \left[\min(\theta_{1\beta}) - p \cdot \beta \right] \right\} \quad (82c)$$

Die Reflexionszahl p wird hierzu aus der Ungleichung

$$\sum_{m=1}^{p+1} \ell_K^m \geq L_K \quad \text{bestimmt, mit der Reflexionslänge } \ell_K^m \text{ nach Gl. (83a).}$$

Bild 19a und b zeigen das Ergebnis der numerischen Aperturwinkelbestimmung.

Zur Ermittlung eines maximalen Mantelaperturwinkels muß man die Berechnung analog derjenigen zur Angabe von θ_{β} mit den Mantelparametern durchführen. Da aber hier, anders als beim geraden oder kreisförmig gekrümmten Lichtleiterteil, ein Mantelstrahl nicht in jedem Fall im Mantel geführt wird, wie es das Beispiel in Bild 20 zeigt, erscheint die Angabe eines Mantelaperturwinkels wenig sinnvoll. Bei der Übertragungsbetrachtung muß man jedoch berücksichtigen, daß der Mantel auch beim konischen Lichtleiterteil einen Beitrag liefert.

Aus Bild 16 lassen sich die von der Längskoordinate z_0 abhängigen Reflexionslängen ℓ_K^m ermitteln. Man erhält:

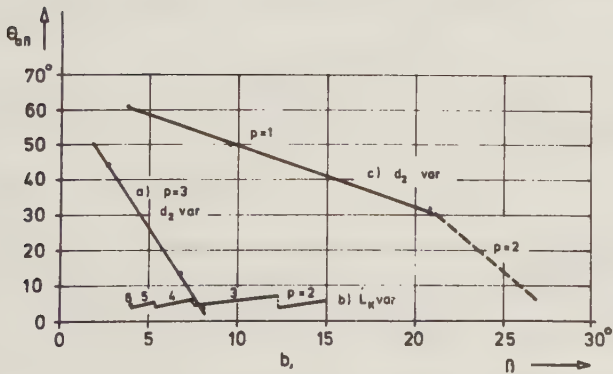
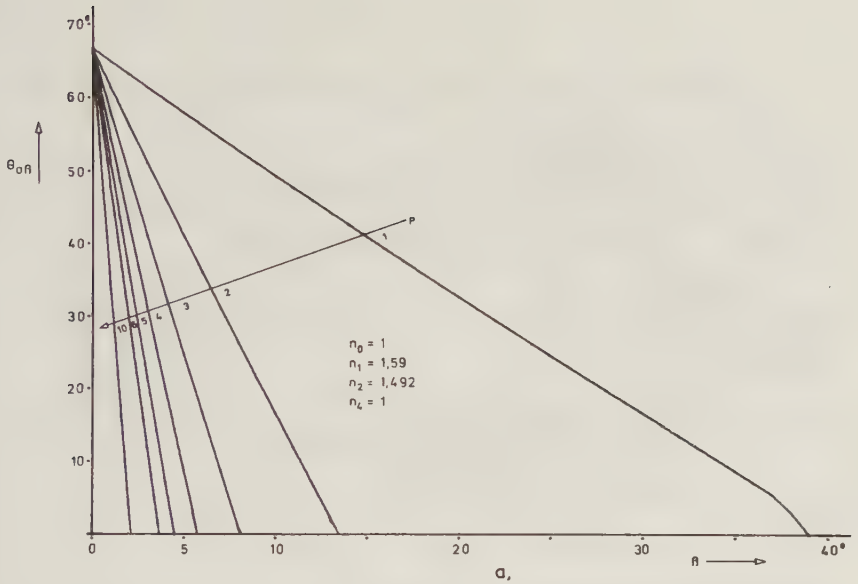


Bild 19: a) Aperturwinkel $\Theta_{a\beta}$ als Funktion des Konuswinkels β mit der Anzahl p der Reflexionen als Parameter

b) Aperturwinkel $\Theta_{a\beta}$ in Abhängigkeit des Konuswinkels β für
 $n_0 = 1$; $n_1 = 1,59$; $n_2 = 1,492$; $n_4 = 1$; $y_a = 0$; $d_1 = 1,5 \text{ mm}$;

a) $L_K = 10 \text{ mm}$; d_2 variabel; b) $d_2 = 0,1 \text{ mm}$; L_K variabel;

c) $L_K = 3 \text{ mm}$; d_2 variabel

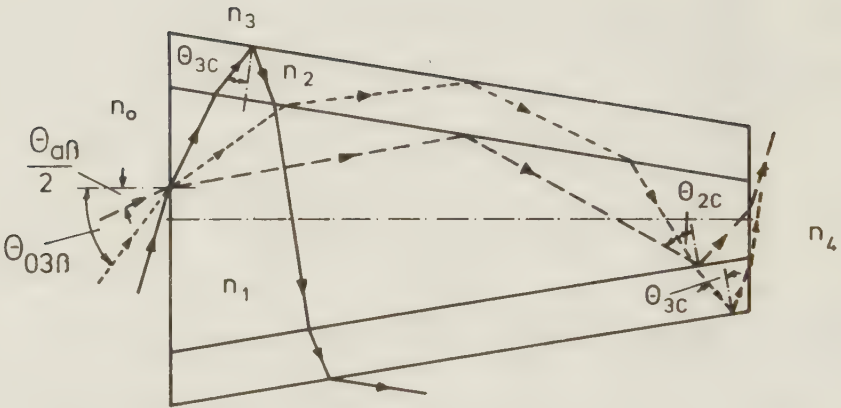


Bild 20: Ermittlung des Mantelaperturwinkels beim konischen Lichtleiter

$$l_K^m = \begin{cases} \frac{\frac{d_1}{2} - y_a}{\tan\left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin\theta_0\right) + \tan\frac{\beta}{2}} ; & \text{für } m = 1 \\ \frac{d_1 - 2 \cdot \tan\frac{\beta}{2} \cdot \sum_{j=1}^{m-1} l_K^j}{\tan\left[\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin\theta_0 + (m-1) \cdot \beta\right] + \tan\frac{\beta}{2}} ; & \text{für } m = 2, 3, \dots \end{cases} \quad (83a)$$

Die gesamte optische Weglänge $L_{O\beta}$ lässt sich aus Bild 17 ableiten.

$$\text{Aus} \quad L_{O\beta} = \frac{\sin(\theta_{1\beta} + \eta - \theta_1 - \varepsilon)}{\sin(\theta_1 + \varepsilon)} \cdot \overline{C'Q_1}$$

erhält man mit

$$\overline{C'Q_1} = \sqrt{y_e^2 + \left(\frac{d_2}{2 \cdot \tan\frac{\beta}{2}}\right)^2},$$

$$\tan \epsilon = \frac{2 \cdot y_a}{d_1} \cdot \tan \frac{\beta}{2} \quad \text{und} \quad \tan \eta = \frac{2 \cdot y_e}{d_2} \cdot \tan \frac{\beta}{2}$$

für die gesamte optische Weglänge $L_{O\beta}$ beim konischen Lichtleiter teil:

$$L_{O\beta} = \frac{\sin \left[\arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{O\beta} \right) - \arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_O \right) + \arctan \left(-\frac{2 \cdot y_e}{d_2} \cdot \tan \frac{\beta}{2} \right) - \arctan \left(\frac{2 \cdot y_a}{d_1} \cdot \tan \frac{\beta}{2} \right) \right]}{\sin \left[\arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_O \right) + \arctan \left(-\frac{2 \cdot y_a}{d_1} \cdot \tan \frac{\beta}{2} \right) \right]} \cdot \sqrt{y_e^2 + \left(\frac{d_2}{2 \cdot \tan \frac{\beta}{2}} \right)^2} \quad (83b)$$

Für $\epsilon, \eta \ll 1$ läßt sich mit Gl. (77) eine Näherung für die gesamte optische Weglänge $L_{O\beta}$ für einen Konus mit einem Konuswinkel $\beta \ll 1$ angeben:

$$L_{O\beta} \approx \frac{\sin \left[\arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \frac{d_1}{d_2} \cdot \sin \theta_O \right) - \arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_O \right) \right]}{\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_O} \cdot \frac{d_2}{2 \cdot \tan \frac{\beta}{2}} \quad (83c)$$

In diesem Fall gilt für das Verhältnis der gesamten optischen Weglänge zur Konuslänge L_k

$$\frac{L_{O\beta}}{L_k} \approx \frac{d_2}{d_1 - d_2} \cdot \frac{\sin \left[\arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \frac{d_1}{d_2} \cdot \sin \theta_O \right) - \arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_O \right) \right]}{\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_O} \quad (84)$$

$$\text{mit } L_k = \frac{d_1 - d_2}{2} \cdot \cot \frac{\beta}{2}$$

Die Gesamtzahl N_β der Reflexionen beim konischen Lichtleiter kann man für

$p = N_\beta$ mit Gl. (73) ermitteln:

$$N_\beta = \frac{\arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{O\beta} \right) - \arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_O \right)}{\beta} \quad (85a)$$

und man erhält für $\beta \ll 1$ näherungsweise

$$N_\beta \approx \frac{\arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \frac{d_1}{d_2} \cdot \sin \theta_O \right) - \arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_O \right)}{\beta} \quad (85b)$$

Für einen Eintrittskegel mit dem maximalen Aperturwinkel $\theta_{a\beta}$ kann man mit einem Konus am Lichtleiterende eine Leistungsdichteerhöhung um den Faktor η^1 erreichen:

$$\eta' = \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^2 \quad (86)$$

Kehrt man die Übertragungsrichtung beim konischen Lichtleiter um, so gelten die Verhältnisse nach Bild 21.

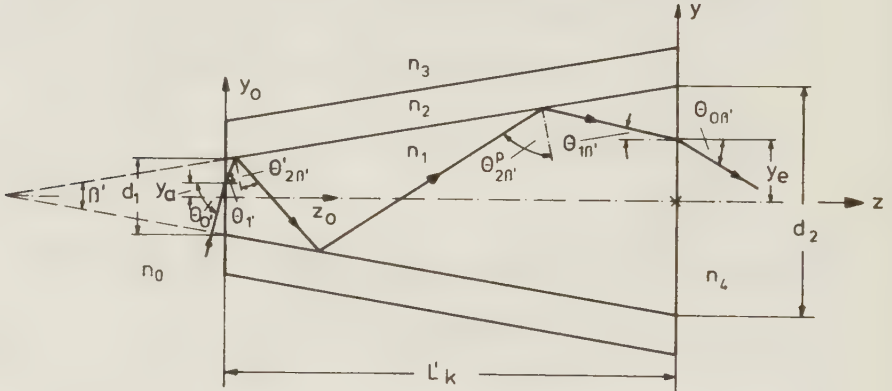


Bild 21: Konischer Lichtleiter mit $d_2 > d_1$

Für den p-ten Einfallswinkel $\theta_{2\beta}^p$, gilt jetzt:

$$\theta_{2\beta}^p = \theta_{2\beta}^{p-1} + \beta' \quad (87a)$$

und wenn sich für $z_0 < 0$ ein gerades Lichtleiterstück anschließt

$$\theta_{2\beta}^p = \theta_2 + (p - \frac{1}{2}) \cdot \beta' \quad (87b)$$

Die Bedingungen für den Brechungswinkel $\theta_{1\beta}$, am Konusende sind wegen der Umkehr der Übertragungsrichtung ebenfalls neu zu formulieren. Es gilt jetzt nach Bild 21:

$$\theta_{1\beta} \leq \min\left(\arcsin\frac{n_4}{n_1}, \frac{\pi}{2} - \arcsin\frac{n_2}{n_1} - \frac{\beta'}{2}\right) \quad (88)$$

Aus der Umkehrbarkeit der Ausbreitungsrichtung resultiert eine zu Gl. (75) analoge Bestimmungsgleichung, die für $\beta' \ll 1$ die folgende Näherung, in Analogie zu Gl. (77), liefert:

$$\sin \theta_{0\beta} \approx \frac{n_0}{n_4} \cdot \frac{d_1}{d_2} \cdot \sin \theta_0 \quad (89)$$

Aus Bild 21 liest man für den Konuswinkel β' ab:

$$\beta' = 2 \cdot \theta'_{2\beta'} + 2 \cdot \theta_{1'} - \pi \quad (90)$$

wobei $\theta'_{2\beta'} \geq \arcsin(\frac{n_2}{n_1})$ zu beachten ist. Mit dieser Forderung erhält man den in Bild 22 dargestellten erforderlichen Konuswinkel als Funktion von $\theta_{0'}$:

$$\beta' \geq 2 \cdot \arcsin(\frac{n_2}{n_1}) + 2 \cdot \arcsin(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{0'}) - \pi \quad (91)$$

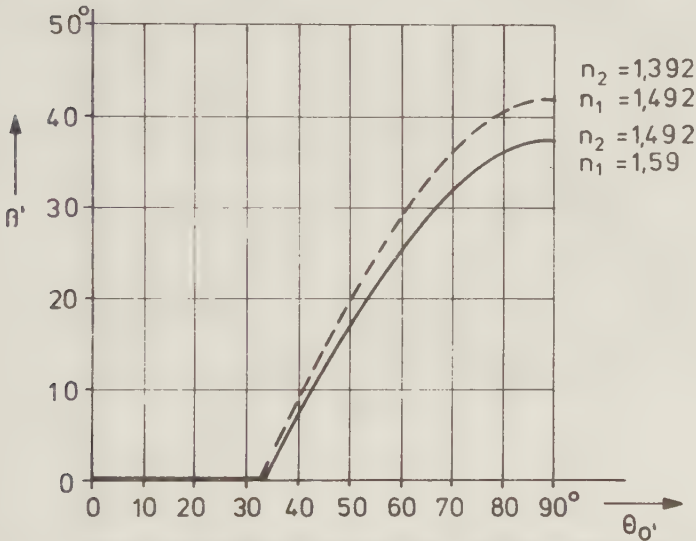


Bild 22: Erforderlicher Konuswinkel β' als Funktion des Einfallswinkels $\theta_{0'}$.

Für die maximale Ausgangsdivergenz $\theta_{\beta'}$ eines konischen Lichtleiters mit $d_2 > d_1$ gilt:

$$\theta_{\beta'} = 2 \cdot \arcsin\left\{\left(\frac{n_1}{n_4} \cdot \sin\left[\min\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin\frac{n_2}{n_1} - \frac{\beta'}{2}, \arcsin\frac{n_4}{n_1}\right)\right]\right)\right\} \quad (92)$$

und die Numerische Apertur $A_{\beta'}$ folgt aus Gl. (91) zu:

$$A_{\beta'} = n_1 \cdot \sin\left(\frac{\beta'}{2} + \arcsin\sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}\right) > A \quad (93)$$

Eine zu Gl. (81c) analoge Relation für kleine Konuswinkel, die man formal aus Gl. (89) und (92) ableiten kann, erweist sich als ungeeignet, da

die Numerische Apertur im Fall $d_2 > d_1$ nur indirekt über die Konuslänge L_K von d_2 abhängt.

Den maximalen Aperturwinkel $\theta_{a\beta'}$ erhält man jetzt zu:

$$\theta_{a\beta'} = 2 \cdot \arcsin \left[\frac{n_1}{n_0} \cdot \sin\left(\frac{\beta'}{2} + \arcsin \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \right) \right] > \theta_a \quad (94)$$

wobei $\theta_{a\beta'} = \pi$ für $\beta = \beta_1' \geq 2 \cdot \arcsin \frac{n_0}{n_1} - 2 \cdot \arcsin \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}$

Um den Mantelaperturwinkel zu untersuchen, wurde der Strahlenverlauf in Bild 23 betrachtet.

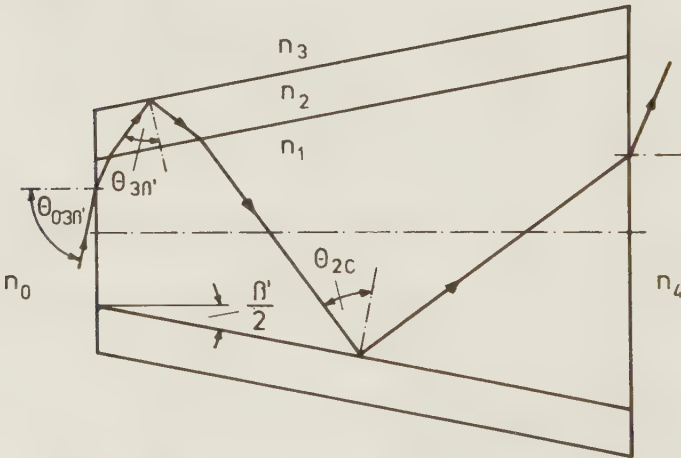


Bild 23: Mantelaperturwinkel beim konischen Lichtleiter mit $d_2 > d_1$

Eine Betrachtung der geometrisch-optischen Gegebenheiten in Bild 23 liefert für den Mantelaperturwinkel $\theta_{a\beta'M}$ des konischen Lichtleiters mit $d_2 > d_1$ für $\theta_{\beta_3\beta'} \geq \arcsin \frac{n_3}{n_1}$

$$\theta_{a\beta'M} = 2 \cdot \arcsin \left[\frac{n_1}{n_0} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{n_2}{n_1} + \frac{3\beta'}{2}\right) \right] ; \quad (95)$$

$$\text{für } \beta' \leq \arcsin \frac{n_2}{n_1} - \arcsin \frac{n_3}{n_1}$$

mit $\theta_{a\beta'M} = \pi$ für $\beta = \beta_2' \geq \frac{2}{3} \cdot \arcsin \frac{n_0}{n_1} + \frac{2}{3} \cdot \arcsin \frac{n_2}{n_1} - \frac{\pi}{3}$

Bild 24 zeigt den Vergleich der Kern- und Mantelaperturwinkel.

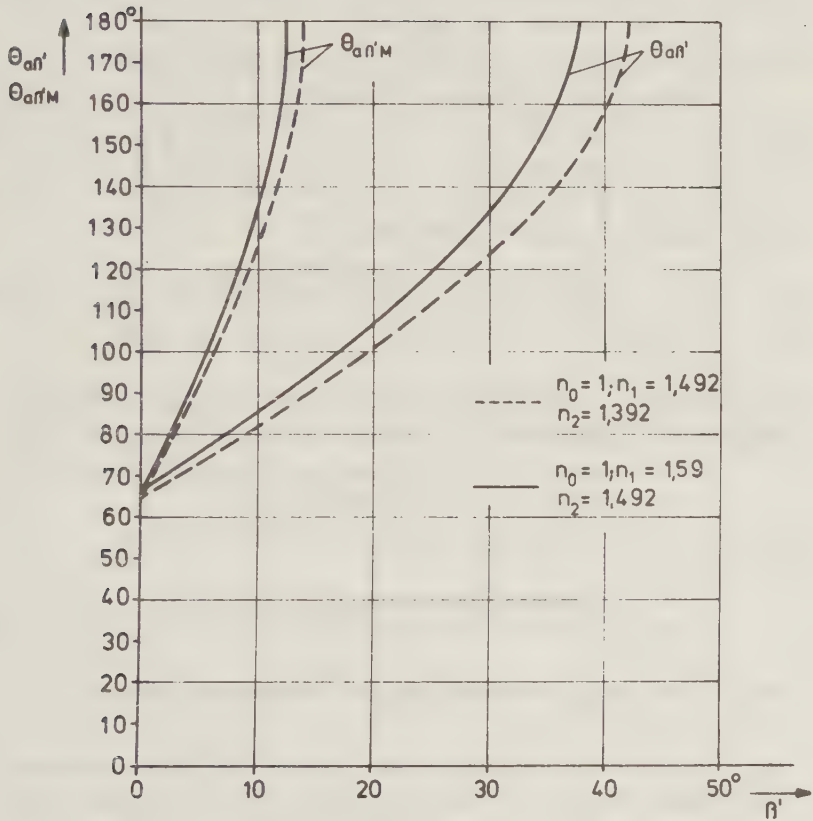


Bild 24: Kern- und Mantelaperturwinkel für verschiedene Brechungsindizes

Wegen der bedingten Umkehrbarkeit des Strahlenverlaufes beim konischen Lichtleiter erhält man für $d_2 > d_1$ die gesamte optische Weglänge L_{og} , aus:

$$L_{O\beta'} = \frac{\sin \left[\arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{O_1} \right) - \arcsin \left(\frac{n_4}{n_0} \cdot \sin \theta_{O\beta'} \right) + \arctan \left(-\frac{2 \cdot y_a}{d_1} \cdot \tan \frac{\beta'}{2} \right) - \arctan \left(-\frac{2 \cdot y_e}{d_2} \cdot \tan \frac{\beta'}{2} \right) \right]}{\sin \left[\arcsin \left(\frac{n_4}{n_1} \cdot \sin \theta_{O\beta'} \right) + \arctan \left(-\frac{2 \cdot y_e}{d_2} \cdot \tan \frac{\beta'}{2} \right) \right]} \cdot \sqrt{y_a^2 + \left(\frac{d_1}{2 \cdot \tan \frac{\beta'}{2}} \right)^2} \quad (96a)$$

Auch hier kann man für $\beta' \ll 1$ mit Gl. (89) eine Näherung angeben:

$$L_{O\beta'} \approx \frac{\sin \left[\arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{O_1} \right) - \arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \frac{d_1}{d_2} \cdot \sin \theta_{O_1} \right) \right]}{\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{O_1}} \cdot \frac{d_2}{2 \cdot \tan \frac{\beta'}{2}} \quad (96b)$$

Bezogen auf die Konuslänge L_k , gilt dann:

$$\frac{L_{O\beta'}}{L_k} \approx \frac{d_2}{d_2 - d_1} \cdot \frac{\sin \left[\arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{O_1} \right) - \arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \frac{d_1}{d_2} \cdot \sin \theta_{O_1} \right) \right]}{\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{O_1}} \quad (97)$$

Die Gesamtzahl $N_{\beta'}$, der Reflexionen beim konischen Lichtleiter mit $d_2 > d_1$ folgt aus Gl. (87b) für $p = N_{\beta'}$:

$$N_{\beta'} = \frac{\arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{O_1} \right) - \arcsin \left(\frac{n_4}{n_1} \cdot \sin \theta_{O\beta'} \right)}{\beta'} \quad (98a)$$

und für $\beta' \ll 1$:

$$N_{\beta'} \approx \frac{\arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{O_1} \right) - \arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \frac{d_1}{d_2} \cdot \sin \theta_{O_1} \right)}{\beta'} \quad (98b)$$

Bezüglich der Leistungsdichteänderung beim Konus mit $d_2 > d_1$ gilt die Relation (86) mit $\eta' < 1$.

Ersetzt man die Randkurven beim konischen Lichtleiter durch eine beliebige, stetige Kurve $f(z_0)$, so liegt der in Bild 25 skizzierte allgemeine Fall eines Lichtleiters mit variablem Durchmesser und fester Länge $L(z_0)$ vor.

Dieser Rotationskörper wird durch die Gleichung einer Raumkurve beschrieben: $y_0 = f(z_0)$. Unter der Voraussetzung, daß sich die Ableitung der Raumkurve nach der Ausbreitungskoordinaten nur langsam innerhalb einer Reflexionslänge $z_0^p - z_0^{p-1}$ ändert, also $\left| \frac{df(z_0)}{dz_0} \right| \ll 1$ ist, erhält man eine quasi-kontinuierliche Variation des Einfallswinkels $\theta_2(z_0)$ am Kern/Mantel-Übergang.

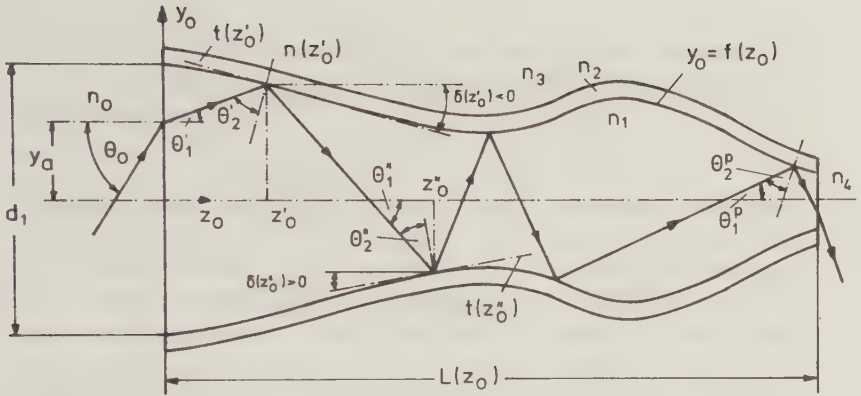


Bild 25: Lichtleiter mit variablem Durchmesser

Es lässt sich zeigen, daß dann

$$\frac{d\theta_2(z_0)}{dz_0} = - \frac{d^2 f(z_0)}{dz_0^2} \quad (99)$$

gilt. Für den Brechungswinkel $\theta_1(z_0)$ ergibt sich mit

$\frac{df(z_0)}{dz_0} = \tan \delta(z_0)$ ebenfalls aus einer geometrisch-optischen Betrachtung des Bildes 25 die Relation:

$$\Delta \theta_1^{P-1} = \theta_1^P - \theta_1^{P-1} = 2 \cdot \arctan \left(\left. \frac{df(z_0)}{dz_0} \right|_{z_0^{P-1}} \right) \quad (100)$$

Mit der obigen Voraussetzung $|\delta(z_0)| \ll 1$ kann man unter Beachtung von

$$\Delta z_0^{P-1} = z_0^P - z_0^{P-1} = \frac{f(z_0^{P-1}) - f(z_0^P)}{\tan \theta_1^P(z_0^P)}$$

die folgende Differentialgleichung für θ_1 ableiten:

$$\frac{d\theta_1(z_0)}{dz_0} = \frac{df(z_0)}{dz_0} \cdot \frac{\tan \theta_1(z_0)}{f(z_0)}$$

Die Integration bei quasi-kontinuierlicher Variation von $\theta_1(z_0)$ liefert:

$$\sin \theta_1(z_0) = \frac{d_1}{2 \cdot f(z_0)} \cdot \sin \theta_1'$$

und unter Beachtung der geometrisch-optischen Verhältnisse nach Bild 25

$$\theta_2(z_0) = \arccos \left[\frac{d_1}{2 \cdot f(z_0)} \cdot \frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_0 \right] - \frac{df(z_0)}{dz_0} ; \quad (101a)$$

$$\text{für } 0 \leq z_0 \leq L(z_0)$$

wobei aus der Forderung $\theta_2(z_0) \geq \arcsin(\frac{n_2}{n_1})$ eine Bestimmungsgleichung für jeden Lichtleiterabschnitt mit $|\frac{df(z_0)}{dz_0}| \ll 1$ im Intervall Δz_0^{p-1} folgt:

$$-\frac{df(z_0)}{dz_0} + \arccos \left[\frac{d_1}{2 \cdot f(z_0)} \cdot \frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_0 \right] \geq \arcsin(\frac{n_2}{n_1}) \quad (101b)$$

Man kann aus Gl. (101a) erkennen, daß bei gegebenem Einfallswinkel $f(z_0)$ einen Minimalwert nicht unterschreiten darf, damit stets $\theta_2(z_0) \geq \theta_{2C}$ bleibt und Totalreflexion am Kern/Mantel-Übergang erfolgen kann.

Auf den Konus in Bild 16 angewandt resultiert aus Gl. (101a) mit $f(z_0) = -\tan \frac{\beta}{2} \cdot z_0 + \frac{d_1}{2}$ unter Berücksichtigung der Gln. (73b) und (85b) für

$$\theta_{2\beta}^p = \arccos \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \frac{d_1}{d_2} \cdot \sin \theta_0 \right) + \frac{\beta}{2} .$$

Gl. (101a) gestattet bei gegebener Raumkurve $f(z_0)$ auch eine Abschätzung des maximalen Aperturwinkels $\theta_a(z_0)$

$$\theta_a(z_0) = 2 \cdot \arcsin \left[\frac{n_1}{n_0} \cdot \frac{2 \cdot f(z_0)}{d_1} \cdot \cos \left(\arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right) + \frac{df(z_0)}{dz_0} \right) \right] ; \quad (102)$$

$$\text{für } 0 \leq z_0 \leq L(z_0)$$

Die Numerische Apertur $A(z_0)$ lautet in diesem Fall des Lichtleiters mit variablem Durchmesser:

$$A(z_0) = n_1 \cdot \frac{2f(z_0)}{d_1} \cdot \cos \left(\arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right) + \frac{df(z_0)}{dz_0} \right) \quad (103)$$

Die Reflexionslänge $\ell(z_0)$ erhält man aus

$$\ell^p(z_0) = 2 \cdot f^p(z_0) \cdot \cot \theta_1^p \quad \text{mit} \quad f^p(z_0) \left(\left[f(z_0^p) ; f(z_0^{p-1}) \right] \right)$$

unter den genannten Voraussetzungen nach einigen Umformungen zu:

$$\ell(z_0) = 2 \cdot f(z_0) \cdot \sqrt{\left(\frac{2f(z_0)}{d_1} \right)^2 \cdot \frac{1}{\left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_0 \right)^2 - 1}} \quad (104)$$

Für die optische Weglänge $\ell_0(z_0)$, die streng genommen auch nur diskrete Werte für die Reflexionsordnung p annehmen kann, gilt unter den obigen Voraussetzungen:

$$\ell_0(z_0) = \frac{[2 \cdot f(z_0)]^2}{d_1 \cdot \frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_0} \quad (105)$$

Da man hiermit gemäß der Definition $n = \frac{1}{\ell}$ auch die Anzahl n der Reflexionen pro Längeneinheit angeben kann, liegen alle erforderlichen Beziehungen für die Transmissionsbetrachtung beim Lichtleiter mit langsam veränderlichem Durchmesser vor.

Die Anwendbarkeit der hier dargelegten Verhältnisse beim Lichtleiter mit langsam variierendem Durchmesser zeigt sich z.B. beim geraden Lichtleiter. Hier ist $\delta(z_0) = 0$ und folgende Gln. werden identisch: (101a) $\equiv$ (4), (101b) $\equiv$ (18), (102) $\equiv$ (20), (103) $\equiv$ (21), (104) $\equiv$ (25) und (105) $\equiv$ (31), d.h. die Behandlung des Lichtleiters mit langsam veränderlicher Randkurve erfaßt neben den bekannten idealisierten Lichtleiterteilen die große Klasse der Lichtleiter mit statistisch verteilten rotationssymmetrischen Unregelmäßigkeiten. Eine Erweiterung auf Probleme der Mantelapertur usw. ist analog durchführbar.

2.2.2 Geometrische Optik bei Nichtmeridionalstrahlen

Für Nichtmeridionalstrahlen wird folgende Definition vorgeschlagen:

Definition 4: Ein Nichtmeridionalstrahl ist ein solcher Strahl, der bei seiner Ausbreitung im Lichtleiter die geometrisch-optische Achse des Lichtleiters nicht schneidet.

Im Fall des hier zu untersuchenden, bzgl. der Ausbreitungsachse rotations-symmetrischen Lichtleiters, folgt aus dieser Definition, daß ein Nichtmeridionalstrahl windschief zur Lichtleiterachse auf einer im Uhrzeigersinn oder entgegen dem Uhrzeigersinn gewundenen Kurve verläuft, wie es die prinzipielle Darstellung in Bild 26 zeigt.

Nichtmeridionalstrahlen erwähnte im Zusammenhang mit Lichtleitern Kapany /10/ erstmals. Er bezeichnete ihre Behandlung als kompliziert und vertrat die Meinung, daß windschiefe Strahlen wenig zusätzliche Information liefern könnten.

Tatsache ist aber, daß Nichtmeridionalstrahlen bei Strahlenbündeln und Gaußstrahlen zahlenmäßig dominieren und daher bei einer strengeren Theorie der Geometrischen Optik bei Lichtleitern Beachtung finden müssen. Bei Berücksichtigung von Nichtmeridionalstrahlen ändern sich viele der in 2.2.1.1 eingeführten Lichtleiter-Kenngrößen.

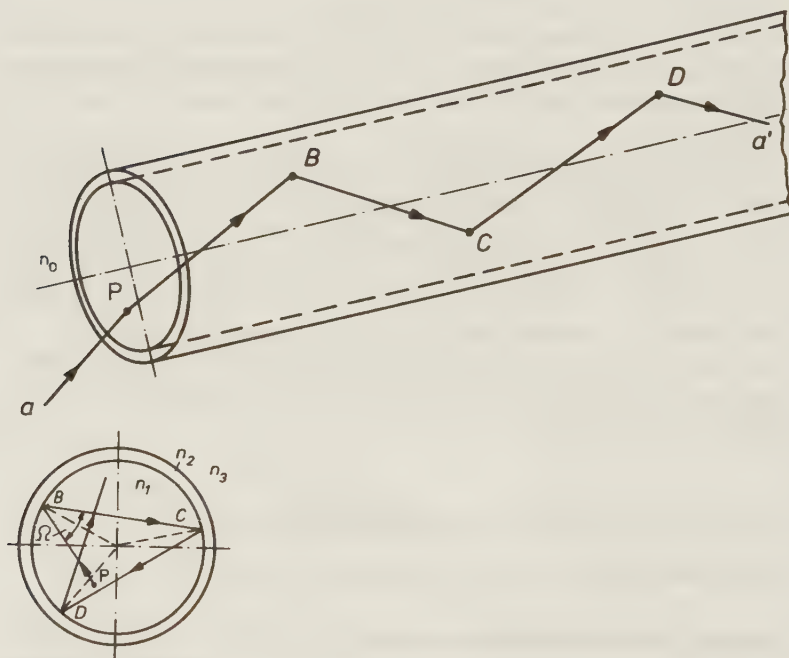


Bild 26: Passage eines Nichtmeridionalstrahls

2.2.2.1 Der gerade Lichtleiter

Die zur Analyse von Nichtmeridionalstrahlen in geraden, zylindrischen Lichtleitern erforderlichen geometrisch-optischen Relationen sind in Bild 27 angegeben.

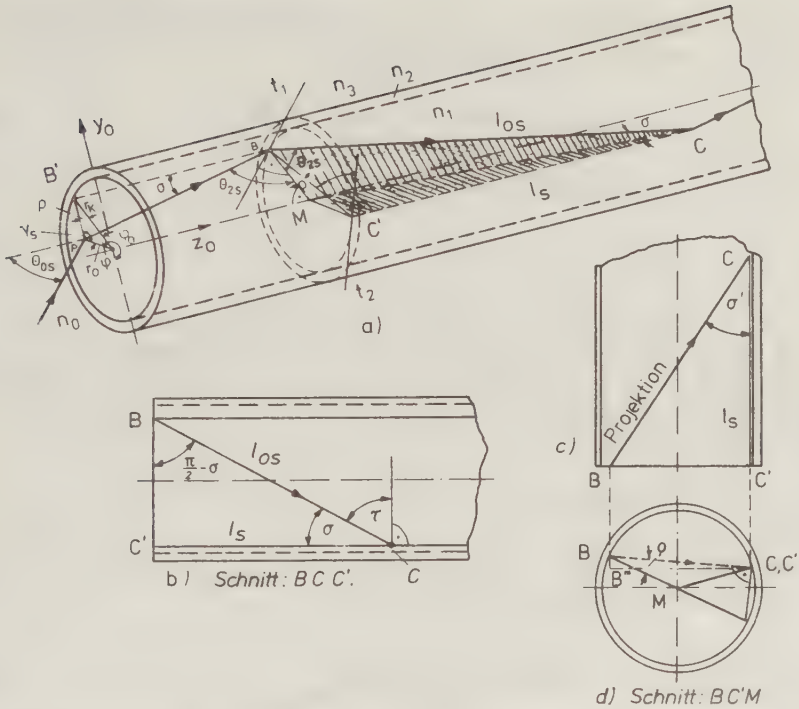


Bild 27: a) Nichtmeridionalstrahl mit zwei sukzessiven Reflexionen
 b) Schnitt: BCC'
 c) Projektion des Strahls
 d) Schnitt: BC'M

Eine Betrachtung der Verhältnisse nach Bild 27, wie sie u.a. in /34/ durchgeführt wurde, ergibt für den Einfallswinkel und Reflexionswinkel θ_{2S} am Kern/Mantel-Übergang die Beziehung:

$$\theta_{2S} = \arccos [\sin \sigma \cdot \cos \rho] \quad (106a)$$

bzw.

$$\theta_{2S} = \arccos \left[\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{0S} \cdot \cos \rho \right] \quad (106b)$$

wobei θ_{0S} der Einfallswinkel, σ der Brechungswinkel und ρ der Azimutwinkel des Nichtmeridionalstrahles sind. Da σ und ρ bei den sukzessiven Reflexionen erhalten bleiben, gilt dies auch für θ_{2S} . Wird der Strahleintritt bei P

durch die Radiuskoordinate r_0 und den Einfallskoordinatenwinkel γ_s gekennzeichnet, so kann man Gl. (106b) umformen in

$$\theta_{2S}(\theta_{OS}, r_0, \gamma_s) = \arccos \left[\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{OS} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_s} \right] \quad (106c)$$

wobei für den Azimutwinkel ρ gilt:

$$\rho = \arcsin \left[\frac{r_0}{r_K} \cdot \sin \gamma_s \right]. \quad (107)$$

Unter der Voraussetzung, daß man die Lichtleitergrenzfläche zwischen Kern und Mantel im Reflexionspunkt durch ihre Tangentialebene ersetzen kann (Reflexion und Brechung "im Kleinen"), muß auch bei Nichtmeridionalstrahlen die Totalreflexionsbedingung nach Gl. (17b) erfüllt sein, d.h. es muß für alle θ_{OS} , r_0 , γ_s gelten:

$$\theta_{2S} \geq \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right).$$

Damit erhält man für den maximalen Einfallswinkel θ_{osc} am Lichtleiteranfang als Funktion des Strahleintrittsortes $P(r_0, \gamma_s)$:

$$\theta_{osc} = \theta_{osc}(r_0, \gamma_s) = \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_s}} \right] \geq \theta_{oc} \quad (108)$$

Bild 28 zeigt den Werte- und Definitionsbereich des maximalen Einfallswinkels θ_{osc} .

Der maximale Einfallswinkel liegt als Funktion von r_0 bzw. γ_s im Wertebereich:

$$\theta_{oc} \leq \theta_{osc}(r_0) \leq \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{1 - \sin^2 \gamma_s}} \right] = \theta_{osc}(r_K), \quad (109a)$$

$$\theta_{oc} \leq \theta_{osc}(\gamma_s) \leq \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2}} \right] = \theta_{osc}\left(\frac{\pi}{2}\right), \quad (109b)$$

d.h. für

$$\frac{r_0}{r_K} \cdot \sin \gamma_s \geq \sqrt{1 - \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2}} \quad (110)$$

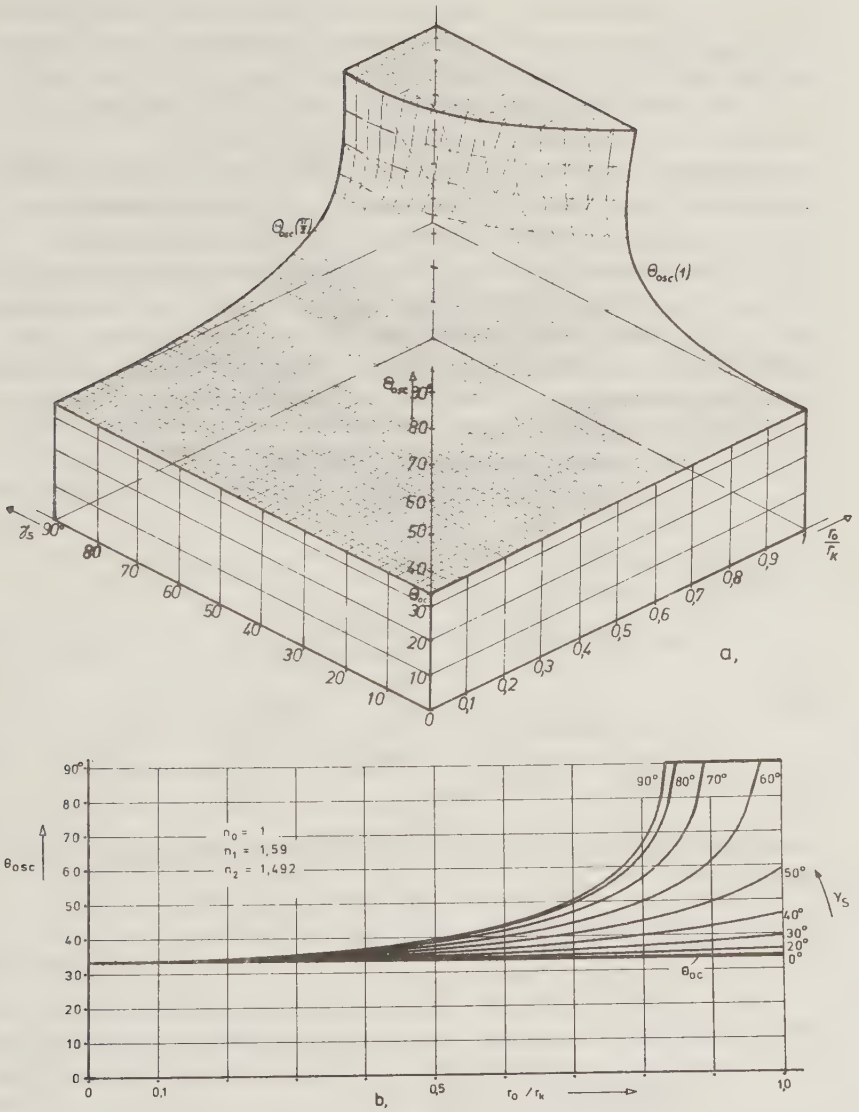


Bild 28: a) Werte- und Definitionsbereich des maximalen Einfallswinkels θ_{osc} als Funktion von γ_s und r_0/r_k

b) θ_{osc} als Funktion von $\frac{r_0}{r_k}$ mit γ_s als Parameter

wird $\theta_{osc} = \frac{\pi}{2}$, wonach es also stets Nichtmeridionalstrahlen gibt, die beim geraden Lichtleiter zum Ende geleitet werden. Für $n_0 = 1$; $n_1 = 1,59$ und $n_2 = 1,492$ resultiert aus Gl. (110) bei $\gamma_s = \pi/2$ ein Hohlzylinder mit $0,83 \cdot r_K \leq r \leq r_K$, der einen Einfallswinkel $\theta_{osc} \leq \frac{\pi}{2}$ erlaubt.

Bei Annäherung des Strahleintritts P an die Kern/Mantel-Grenzfläche wächst die Apertur, insbesondere für "besonders schiefe" Nichtmeridionalstrahlen ($\gamma_s \rightarrow \frac{\pi}{2}$). Es ist zu erwarten, daß die grenzflächennahen Kernbereiche ein größeres Transmissionsvermögen für Nichtmeridionalstrahlen besitzen.

Aus $\theta_{os} \leq \theta_{oc}$ und mit der Totalreflexionsbedingung für θ_{2s} ist ersichtlich, daß θ_{oc} den maximalen Einfallswinkel am Lichtleiteranfang darstellt, der beliebige Werte des Azimutwinkels γ_s und der Radiuskoordinate r_0 des Punktes P zuläßt. Eine Ermittlung der für γ_s und r_0 gültigen Wertebereiche liefert für $\frac{\pi}{2} \geq \theta_{os} > \theta_{oc}$ die Beziehung

$$\frac{r_0}{r_K} \cdot \sin \gamma_s \geq \sqrt{1 - \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_{os}}}$$

woraus mit

$$\gamma_{sm} = \arcsin \left[\frac{r_K}{r_0} \cdot \sqrt{1 - \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_{os}}} \right] ; \quad (111a)$$

und

$$\frac{r_K}{r_0} \cdot \sqrt{1 - \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_{os}}} \in [0; 1] \quad (111b)$$

entsprechend der 4-Quadrantengleichwertigkeit des Quadrates eines Sinus die Bereiche

$$\begin{aligned} \gamma_{sm} &\leq \gamma_s \leq \pi - \gamma_{sm} \\ \pi + \gamma_{sm} &\leq \gamma_s \leq 2\pi - \gamma_{sm} \end{aligned} \quad (112a)$$

und

$$\frac{r_{amin}}{r_K} = \sqrt{1 - \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_{os}}} \leq \frac{r_0}{r_K} \leq 1 \quad (112b)$$

resultieren.

Nach Definition gilt für den maximalen lokalen Aperturwinkel θ_{as} :

$$\theta_{as} = 2 \cdot \arcsin \left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_s}} \right] \geq \theta_a \quad (113)$$

und für die lokale Numerische Apertur mit $A_s = n_0 \cdot \sin \theta_{osc}$:

$$A_s = \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_s}} = \frac{A}{\sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_s}} \geq A \quad (114)$$

Gl. (108), (113) und (114) lassen erkennen, daß sowohl lokale Apertur als auch lokaler Aperturwinkel für Nichtmeridionalstrahlen beim geraden Lichtleiter größer sind als für Meridionalstrahlen. Von Kapany wird in /37/ und /40/ an Stelle der Gl. (106c) die unverständlicherweise durch die Bedingung $r_K = 1$ eingeschränkte Beziehung

$$\left. \sin \varphi(\varphi, r_0, r_K) \right|_{r_K=1} = \cos \theta_{2s} \cdot \sqrt{1 + \frac{\left(\frac{r_0 \cdot \sin \varphi}{1 - r_0 \cdot \cos \varphi}\right)^2}{1 - r_0 \cdot \cos \varphi}}$$

in Abhängigkeit vom Zentriwinkel φ angegeben, die sich mit

$$\sin \gamma_s = \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 + \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 - 2 \frac{r_0}{r_K} \cos \varphi}} \quad \text{auf die Form}$$

$$\left. \sin \varphi \right|_{r_K=1} = \frac{\cos \theta_{2s}}{\sqrt{1 - r_0^2 \cdot \sin^2 \gamma_s}}$$

bringen läßt.

In /40/ wird darüber hinaus auch die lokale Numerische Apertur A_s für Nichtmeridionalstrahlen mit derjenigen für Meridionalstrahlen gleichgesetzt, was nach Gl. (114) nur für $r_0 \rightarrow 0$, $\gamma_s \rightarrow 0$ oder π gültig ist.

Potter /38/ beschränkt seine Untersuchung auf den Strahlenverlauf zwischen Punkt B und C in Bild 27, d.h. ohne Verallgemeinerung auf den Punkt

$P(\theta_{os}, r_0, \gamma_s)$.

In neueren Arbeiten von Ikeda /114/ und Matsumura /115/ wurde aus geometrisch-optischen Überlegungen eine Winkelabhängigkeit des Aperturwinkels für Lichtleiter mit Brechungsindexgradienten abgeleitet, wobei sich der in /115/ eingeführte Winkel δ hier durch $\delta = \pi - \gamma_s + \arcsin\left(\frac{r_0}{r_K} \cdot \sin \gamma_s\right)$ ausdrücken läßt. Gloge und Marcatili /116/, /117/ berechnen dagegen eine Numerische Apertur, die nur von der Radiuskoordinate r_0 abhängt. Von Adams et al. /118/ wird die Methode der Zerlegung des Wellenzahlvektors einer ebenen Welle in Transversal- und Longitudinalkomponenten für die nach Snyder et al. /119/, /120/ benannten schwach verlustbehafteten Wellentypen erweitert und für $n_0 = 1$ eine Ungleichung angegeben, die sich auf Gl. (108) zurückführen läßt. Auf die Bedeutung dieser Nichtmeridionalstrahlen mit $\theta_{os} \geq \theta_{oc}$ wird bei den Transmissionsbetrachtungen näher eingegangen.

Läßt man auch bei der Betrachtung von Nichtmeridionalstrahlen den Mantel wieder als sekundären Lichtleiter zu, so sind die in Bild 29 skizzierten Verhältnisse zugrunde zu legen.

Der Einfallswinkel und Reflexionswinkel θ_{3s} am Mantel/Umgebungs-Übergang ist:

$$\theta_{3s} = \arccos [\sin \sigma_3 \cdot \cos \rho_3] \quad (115a)$$

$$\text{bzw.} \quad \theta_{3s} = \arccos \left[\sin \sigma_3 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r_K}{r_M}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_{s3}} \right] \quad (115b)$$

Mit den Bezeichnungen in Bild 29 gilt für den Mantelazimutwinkel ρ_3

$$\rho_3 = \arcsin \left[\frac{r_0}{r_M} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_s \right] \quad (116)$$

und für den Manteleinfallswinkel γ_{s3}

$$\gamma_{s3} = \pi - \arcsin \left[\frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{r_0}{r_K} \cdot \sin \gamma_s \right] \quad (117)$$

Nach Anwendung des Cosinussatzes auf die Dreiecke $\Delta(H'BM)$ und $\Delta(BMH)$ sowie unter Berücksichtigung der Beziehungen im rechtwinkligen Dreieck $\Delta(H'BH)$ läßt sich der Brechungswinkel σ_3 des bei B in den Mantel gebrochenen Nichtmeridionalstrahles auf am Lichtleiteranfang vorliegende, meßbare Größen zurückführen. Da der gebrochene Nichtmeridionalstrahl in der von dem bei Punkt B auf die gekrümmte Fläche einfallenden Strahl und der zugehörigen Normalen gebildeten Ebene liegt, gilt:

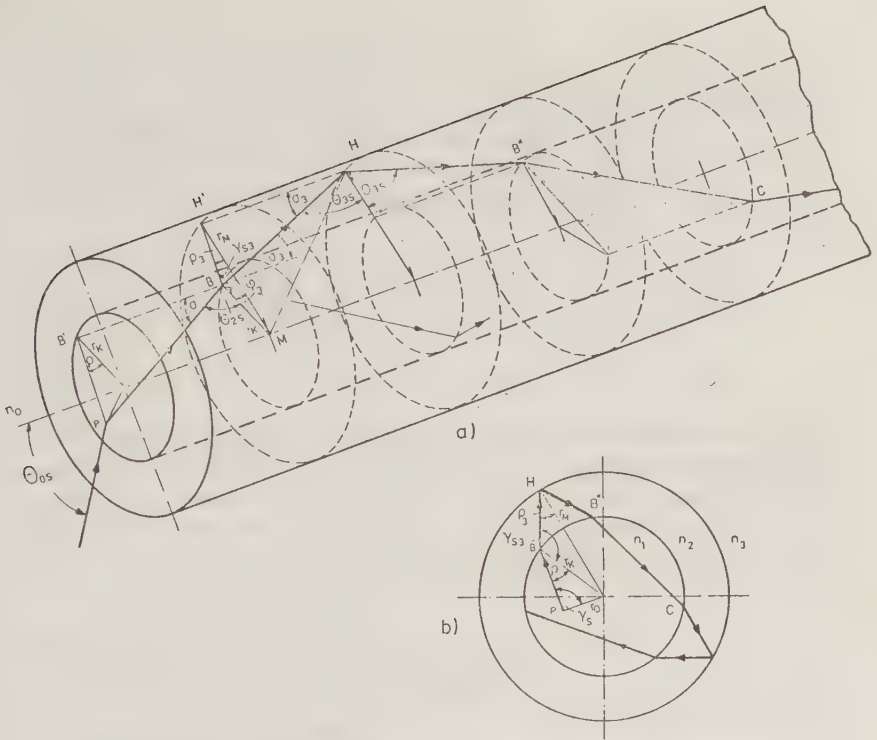


Bild 29: a) Ermittlung der Mantelapertur bei Nichtmeridionalstrahlen
b) Transversalschnitt und Strahlprojektionen

$$\sigma_3 = \arcsin \left\{ \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{r_K}{r_M}\right)^2 - 2 \cdot \frac{r_K}{r_M} \cdot \cos \left[\arcsin \left(\frac{r_0}{r_K} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right) - \arcsin \left(\frac{r_0}{r_M} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right) \right]}}{\cos \left[\arcsin \left(\frac{r_0}{r_K} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right) - \arcsin \left(\frac{r_0}{r_M} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right) \right] - \frac{r_K}{r_M}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS} \cdot \left[1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S \right] \right]} \right\} \quad (118)$$

wobei gemäß $\lim_{\substack{r_0 \rightarrow 0 \\ \gamma_S \rightarrow \pi}} \sigma_3 = \frac{\pi}{2} - \theta_3$, mit θ_3 nach Gl. (7), der Meridionalstrahl
als Grenzfall des Nichtmeridionalstrahls erscheint.

Der Einfallswinkel θ_{3S} am Mantel/Umgebungs-Übergang wird damit in Größen der Eintrittsfläche ausgedrückt:

$$\theta_{3S} = \arccos \left\{ \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{r_K}{r_M}\right)^2 - 2 \cdot \frac{r_K}{r_M} \cdot \cos \left[\arcsin \left(\frac{r_0}{r_K} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right) - \arcsin \left(\frac{r_0}{r_M} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right) \right]}}{\cos \left[\arcsin \left(\frac{r_0}{r_K} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right) - \arcsin \left(\frac{r_0}{r_M} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right) \right] - \frac{r_K}{r_M}} \right. \\ \left. \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS} \cdot \left[1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S \right] \right]} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r_M}\right)^2 \cdot \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S}} \right\} \quad (119)$$

Da auch für Nichtmeridionalstrahlen die Totalreflexionsbedingung am Mantel/Umgebungs-Übergang $\sin \theta_{3S} \geq \frac{n_3}{n_2}$ erfüllt sein muß, damit es nicht zur Abstrahlung kommen kann, läßt sich ein maximaler Einfallswinkel θ_{OS3} für Nichtmeridionalstrahlen angeben, die im sekundären Lichtleiter infolge sukzessiver Totalreflexionen geführt werden.

$$\theta_{OS3} = \arcsin \left\{ \frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2 \cdot \left\{ 1 - \frac{\left[1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \right] \cdot \left[\cos \varphi_3 - \frac{r_K}{r_M} \right]^2}{\left[1 + \left(\frac{r_K}{r_M}\right)^2 - 2 \cdot \frac{r_K}{r_M} \cdot \cos \varphi_3 \right] \cdot \left[1 - \left(\frac{r_0}{r_M}\right)^2 \cdot \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S \right]} \right\}}{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S}} \right\} \quad (120a)$$

mit dem Mantelzentriwinkel

$$\varphi_3 = \arcsin \left(\frac{r_0}{r_K} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right) - \arcsin \left(\frac{r_0}{r_M} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right)$$

Diese exakte Lösung für den maximalen Einfallswinkel eines Nichtmeridionalstrahles, der $\theta_{3S} = \theta_{3C} = \arcsin \left(\frac{n_3}{n_2} \right)$ entspricht, läßt sich für Lichtleiter mit $r_K \approx r_M$ vereinfachen:

$$\theta_{OS3} \approx \arcsin \left\{ \frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{\frac{n_1^2 - n_3^2 \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{r_0}{r_M}\right)^2 \cdot \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S} + n_2^2 \cdot \left[\frac{1}{1 - \left(\frac{r_0}{r_M}\right)^2 \cdot \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S} - 1 \right]}{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S}} \right\} \\ > \theta_{OS} \quad (120b)$$

Hieraus ist zu ersehen, daß für Nichtmeridionalstrahlen entsprechend

$\theta_{asM} = 2 \cdot \theta_{os}$; der maximale Mantelaperturwinkel θ_{asM} größer ist als bei Beschränkung auf Meridionalstrahlen. Zur Veranschaulichung dient folgendes Zahlenbeispiel:

Bei $\gamma_s = 60^\circ$; $\frac{r_0}{r_K} = 0,7$; $\frac{r_0}{r_M} = 0,65$; $n_0 = 1$; $n_1 = 1,59$; $n_2 = 1,492$ und $n_3 = 1,37$

ergeben sich folgende maximalen Einfallswinkel und Aperturwinkel am Lichtleiteranfang:

Meridional: $\theta_{oc} = 33,338^\circ$; $\theta_a = 66,676^\circ$; $\theta_{asM} = 107,6^\circ$

Nichtmeridional: $\theta_{osc} = 43,712^\circ$; $\theta_{as} = 87,424^\circ$; $\theta_{asM} = 163,733^\circ$

d.h. durch Einbeziehung von Nichtmeridionalstrahlen werden die Aperturverhältnisse nicht unwesentlich vergrößert. Für die Reflexionslänge l_s gilt nach Bild 27:

$$l_s = \frac{d \cdot \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_{os}}}{n_0 \cdot \sin \theta_{os}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_s} \quad (121)$$

wobei $l_s(\theta_{os} = \theta_o) < l$ ist.

Entsprechend wächst bei Nichtmeridionalstrahlen die Anzahl n_s der Reflexionen pro Längeneinheit mit dem Azimutwinkel ρ :

$$n_s = \frac{n_0 \cdot \sin \theta_{os}}{d \cdot \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_{os}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_s}} = n(\theta_{os}) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_s}} \quad (122)$$

Gl. (122) zeigt, daß für $r_0 \rightarrow r_K$ und $\gamma_s \rightarrow \frac{\pi}{2}$ die Reflexionszahl sehr stark ansteigt, da sich der Strahl immer mehr an die Kern/Mantel-Grenzfläche anschmiegt und letztlich nur ein Hohlzylinder mit infinitesimaler Wandstärke an der Lichtleitung beteiligt ist.

Für einen Lichtleiter der Länge L_s mit sehr großer Gesamtzahl N_s der Reflexionen gilt näherungsweise:

$$N_s = \frac{L_s \cdot n_0 \cdot \sin \theta_{os}}{d \cdot \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_{os}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_s}} \quad (123)$$

Die für Transmissionsuntersuchungen wichtige Größe der optischen Reflexionslänge ℓ_{OS} bestimmt sich zu:

$$\ell_{OS} = \frac{d \cdot n_1}{n_0 \cdot \sin \theta_{OS}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S} \quad (124)$$

und ist für $\theta_{OS} = \theta_O$ kleiner als ℓ_O des gestreckten Lichtleiters bei Meridionalstrahlen. Für die gesamte optische Weglänge L_{OS} gilt:

$$L_{OS} \approx \frac{L_S \cdot n_1}{\sqrt{n_1^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS}}} \quad (125)$$

Bei einer Einbeziehung des Mantels in Transmissionsuntersuchungen interessiert die optische Mantelreflexionslänge ℓ_{OS3} , für die man aus Bild 29 die Beziehung

$$\ell_{OS3} = \frac{r_M \cdot \cos \left[\arcsin \left(\frac{r_0}{r_K} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right) - \arcsin \left(\frac{r_0}{r_M} \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \gamma_S \right) \right] - r_K}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS} \cdot \left[1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S \right] \right]}} \quad (126a)$$

ableiten kann. Für $\gamma_S \rightarrow 0$ erhält man auch hier den Meridionalfall der optischen Mantelreflexionslänge ℓ_{O3}

$$\ell_{O3} = \frac{r_M - r_K}{\cos \theta_3} \quad (126b)$$

Die Reflexionszahl n_{S3} im Mantel kann man letztlich aus

$$n_{S3} = \frac{1}{\ell_{OS3} \cdot \cos \theta_3} \quad (127)$$

mit Gl. (114) und (126a) angeben.

2.2.2.2 Der Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene

In Bild 30 ist der allgemeine Fall eines Nichtmeridionalstrahles beim Eintritt in einen Lichtleiter mit gegenüber der optischen Achse geneigter Endfläche dargestellt. Hiernach lassen sich bei bekanntem Eintrittspunkt $P(r_{O\Phi}, r_{K\Phi}, \varphi_{O\Phi})$ die auf der elliptischen Lichtleiterfläche vorliegenden Verhältnisse auf eine Kreisfläche, die den Punkt P enthält abbilden.

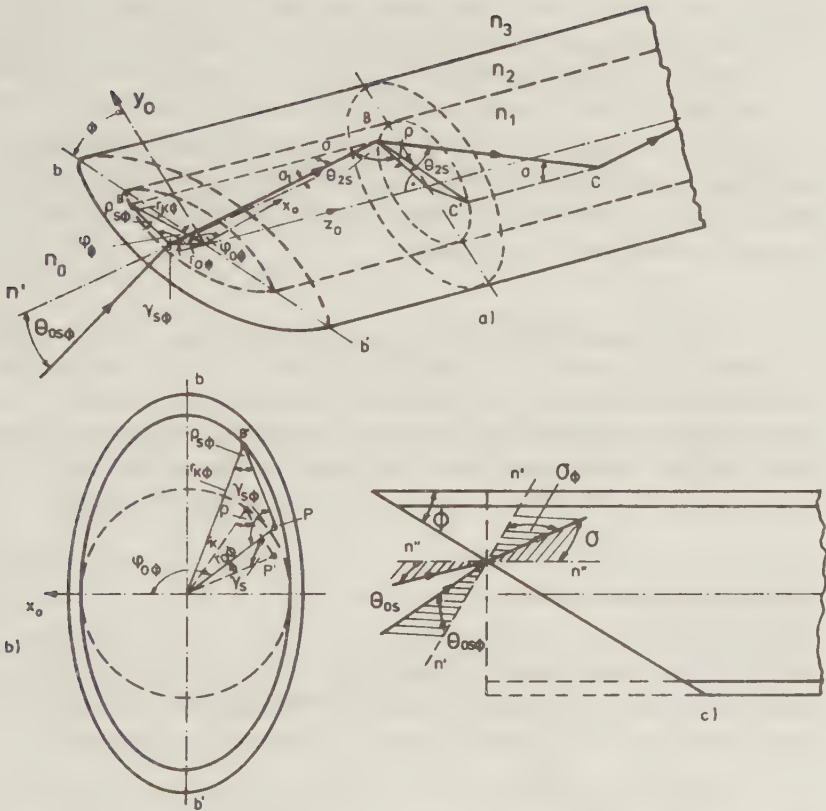


Bild 30: a) Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene mit Nichtmeridionalstrahl
 b) Schnitt bb'
 c) Einfallswinkeltransformation

Eine geometrische Analyse ergibt für die Radiuskoordinate r_o , den Azimutwinkel ρ und den Einfallswinkel γ_s bei einem Schnittwinkel ϕ

$$r_o = r_{o\phi} \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_{o\phi} \cdot \cos^2 \phi} \quad (128a)$$

$$\rho = \arctan \left[\frac{r_{o\phi} \cos \varphi_{o\phi} \cdot \cos \phi - \sqrt{r_K^2 - r_{K\phi}^2 \cdot \sin^2 \phi}}{(\sqrt{r_K^2 - r_{K\phi}^2} - r_{o\phi} \sin \varphi_{o\phi} \cos \phi) \cdot \sin \phi} \right] + \arctan \left[\frac{\sqrt{r_K^2 - r_{K\phi}^2 \cdot \sin^2 \phi}}{\sqrt{r_K^2 - r_{K\phi}^2} \cdot \sin \phi} \right] \quad (128b)$$

Bild 31 verdeutlicht, daß bei der Untersuchung eines Nichtmeridionalstrahls im konischen Lichtleiter der sich aus der Strahlebene ergebende Schnitt die effektiven Durchmesser d_{1s} und d_{2s} sowie den effektiven Konuswinkel β_s bestimmt. Damit ist das Problem des Nichtmeridionalstrahls im konischen Lichtleiter auf dasjenige des Meridionalstrahls zurückgeführt mit veränderten geometrischen Relationen, d.h. in den Beziehungen nach Abschnitt 2.2.1.4 sind folgende Substitutionen durchzuführen:

$$d_1 \rightarrow d_{1s}; d_2 \rightarrow d_{2s}; \beta \rightarrow \beta_s; \theta_{1\beta} \rightarrow \theta_{1\beta s}; \theta_{2\beta} \rightarrow \theta_{2\beta s}; \theta_{o\beta} \rightarrow \theta_{o\beta s}.$$

Auch für den konischen Lichtleiter gilt Gl. (106), wobei noch der durch die Nichtmeridionalität bedingten Konuswinkeländerung Rechnung getragen werden muß.

Eine Betrachtung am Lichtleiteranfang zeigt, daß für den Azimutwinkel ρ gilt:

$$\rho = \arccos\left(\frac{d_{1s}}{d_1}\right) \quad (130)$$

und damit auch

$$\tan\left(\frac{\beta_s}{2}\right) = \cos\rho \cdot \tan\left(\frac{\beta}{2}\right) \quad (131)$$

gilt. Die in Bild 31 dargestellte Konstruktion ist ohne weiteres auch für gerade Lichtleiter anwendbar, da hier nach Bild 26

$$\overline{BC} = \overline{CD} = d_{ks} \text{ ist und } \cos\rho = \frac{d_{ks}}{d} \text{ gilt.}$$

Bei einem Lichtleiterkonus ist aber zu beachten, daß sich auch bei Nichtmeridionalstrahlen der Einfallswinkel $\theta_{\beta s}$ entsprechend Gl. (73) nach Substitution $\beta \rightarrow \beta_s$ bei den sukzessiven Reflexionen ändert. Mit der für Nichtmeridionalstrahlen gültigen Relation $\sin\theta_o = \sin\theta_{os} \cdot \cos\rho$ folgt z.B.

für den maximalen Aperturwinkel $\theta_{a\beta s}$

$$\theta_{a\beta s} = 2 \cdot \arcsin \left\{ \frac{\sin\left(\text{Max}\left[\theta_o(\theta_{o\beta s} = \frac{\theta_{\beta s}}{2})\right]\right)}{\tan\frac{\beta_s}{2}} \cdot \tan\frac{\beta}{2} \right\} \quad (132)$$

wobei $\text{Max}(\theta_o)$ nach Gl. (76) auszuwerten ist.

Die Berücksichtigung von Nichtmeridionalstrahlen vergrößert also auch beim konischen Lichtleiter die Aperturverhältnisse. Für langsam veränderliche Raumkurven $f(z_0)$, entsprechend Abschnitt 2.2.1.4, gilt mit der sich durch die Projektion des Nichtmeridionalstrahles ergebenden Raumkurve $f_s(z_0)$

$$\frac{df_s(z_0)}{dz_0} = \tan \delta_s(z_0)$$

für Nichtmeridionalstrahlen und damit bei gegebener Raumkurve $f(z_0)$ für den maximalen Aperturwinkel $\Theta_{as}(z_0)$

$$\Theta_{as}(z_0) \approx 2 \cdot \arcsin \left[\frac{n_1}{n_0} \cdot \frac{2 \cdot f_s(z_0)}{d_{1s}} \cdot \cos(\arcsin \frac{n_2}{n_1} + \tan \delta_s(z_0)) \right] \quad (133)$$

2.2.2.4 Der gekrümmte Lichtleiter

Eines der wesentlichsten Merkmale eines Lichtleiters ist seine Fähigkeit, Licht auch auf gekrümmtem Weg zu leiten. Es liegt daher nahe, Krümmungen bei Berücksichtigung von Nichtmeridionalstrahlen zu untersuchen. Die Verhältnisse für einen Lichtleiter mit dem Krümmungsradius r zeigt Bild 32.

Der Einfallswinkel bzw. Reflexionswinkel Θ_{2sr} zwischen gebrochenem Strahl und Radiusvektor im Punkt B kann als Problem der analytischen Geometrie des Raumes allgemein gelöst werden. Die Lage des Strahleintrittsortes P kann entweder durch die Polarkoordinaten (r_0, φ_0) im Koordinatensystem x_0, y_0, z_0 oder durch Angabe der 3 Raumkoordinaten (x_p, y_p, z_p) im Koordinatensystem x, y, z gegeben sein. Zur Ermittlung des Winkels Θ_{2sr} ist neben den Daten des gekrümmten Lichtleiters die Lage des bei P eintretenden Strahles als bekannt vorauszusetzen, wobei neben der Angabe des Einfallswinkels Θ_{os} wegen der eingeschränkten Symmetrie noch die Strahlspur in der $\xi\eta$ - oder x_0y_0 -Ebene durch Angabe des Spurwinkels φ_{os} bekannt sein muß. Zur Angabe der Geradengleichung für den gebrochenen Strahl zwischen Punkt P und B können aus den auf die Koordinaten ξ, η, ζ bezogenen Richtungskosinus α, β, γ und aus der Kreisgleichung für den Reflexionskreis mit dem Radius r_B durch die Punkte B und B' die Raumkoordinaten (x_B, y_B, z_B) des Reflexionspunktes B bestimmt werden:

$$\cos \alpha = \frac{x_B - x_P}{\sqrt{(x_B - x_P)^2 + (y_B - y_P)^2 + z_B^2}} \quad (135a)$$

$$\cos \beta = \frac{y_B - y_P}{\sqrt{(x_B - x_P)^2 + (y_B - y_P)^2 + z_B^2}} \quad (135b)$$

$$\cos \gamma = \frac{z_B}{\sqrt{(x_B - x_P)^2 + (y_B - y_P)^2 + z_B^2}} \quad (135c)$$

mit $\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1$; $y_B^2 + z_B^2 = r_B^2$; $r - r_K \leq r_B \leq r + r_K$ (135d)

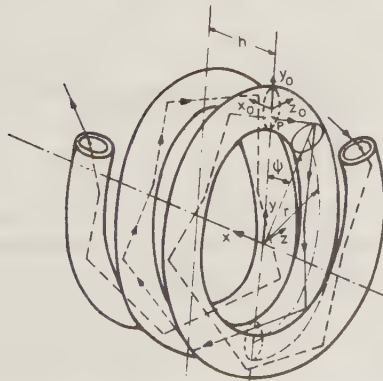
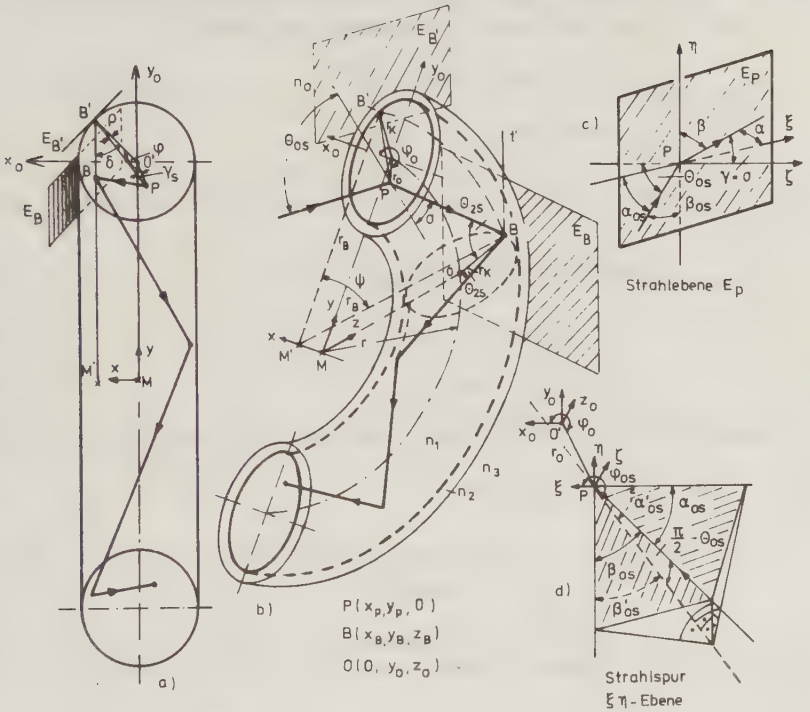


Bild 32: Nichtmeridionalstrahlen in einem kreisförmig gekrümmten Lichtleiter

Aus den in Bild 32d angegebenen geometrischen Verhältnissen resultieren bei bekannten Werten von θ_{OS} und φ_{OS} folgende Beziehungen für die gegen die ξ - bzw. η -Achse vorliegenden Neigungswinkel α_{OS} und β_{OS} :

$$\alpha_{OS} = \arccos \left[\sin \theta_{OS} \cdot |\cos \varphi_{OS}| \right]$$

$$\beta_{OS} = \arccos \left[\sin \theta_{OS} \cdot |\sin \varphi_{OS}| \right]$$

Für die Richtungswinkel α, β und γ gilt damit und unter Berücksichtigung von Bild 32c:

$$\alpha = \arccos \left[\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{OS} \cdot |\cos \varphi_{OS}| \right] \quad (136a)$$

$$\beta = \arccos \left[\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{OS} \cdot |\sin \varphi_{OS}| \right] \quad (136b)$$

$$\gamma = \sigma = \arcsin \left[\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{OS} \right] \quad (136c)$$

Die Lösung der Gln. (135a-c) ist eine Geradengleichung in Parameterdarstellung:

$$x = x_B = x_P + \left| \frac{t}{\tan \varphi_{OS}} \right| \quad (137a)$$

$$y = y_B = y_P - |t| \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS}) \quad (137b)$$

$$z = z_B = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS}}}{\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{OS} \cdot |\sin \varphi_{OS}|} \cdot |t| \quad (137c)$$

Der Parameter t muß aus der Raumkurve des gekrümmten Lichtleiters bestimmt werden. Mit der im Punkt B gültigen Darstellung:

$$x = x_B \quad (138a)$$

$$y = y_B = \left[r - \sqrt{r_K^2 - x_B^2} \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS}) \right] \cdot \cos \psi \quad (138b)$$

$$z = z_B = \left[r - \sqrt{r_K^2 - x_B^2} \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS}) \right] \cdot \sin \psi \quad (138c)$$

kann man aus Gl. (137) und (138) mit (135d) nach einigen Umformungen eine Gleichung vierten Grades für den Parameter $|t|$ herleiten:

$$|t|^4 + b \cdot |t|^3 + c \cdot |t|^2 + d \cdot |t| + e \cdot |t|^0 = 0 \quad (139a)$$

mit den Koeffizienten

$$b = 4 \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS} \cdot \left[\frac{x_P \cdot |\sin(2 \cdot \varphi_{OS})|}{2} - y_P \cdot \sin^2 \varphi_{OS} \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS}) \right]$$

$$c = 2 \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS} \cdot \sin^2 \varphi_{OS} \cdot \left[(2 \cdot x_P^2 + 4 \cdot r^2) \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS} \cdot \cos^2 \varphi_{OS} + \right. \\ \left. + 2 \cdot y_P^2 \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS} \cdot \sin^2 \varphi_{OS} - 4 \cdot x_P \cdot y_P \cdot \frac{\operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS})}{|\tan \varphi_{OS}|} + x_P^2 + y_P^2 - r_K^2 \right]$$

$$d = 4 \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^4 \cdot \sin^4 \theta_{OS} \cdot \sin^4 \varphi_{OS} \cdot \left[\frac{x_P}{|\tan \varphi_{OS}|} \cdot (x_P^2 + y_P^2 + r^2 - r_K^2) + \frac{y_P}{\operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS})} \cdot \right. \\ \left. \cdot (r^2 + r_K^2 - x_P^2 - y_P^2) \right]$$

$$e = \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^4 \cdot \sin^4 \theta_{OS} \cdot \sin^4 \varphi_{OS} \cdot \{ x_P^4 + y_P^4 + r^4 + r_K^4 + 2 \cdot [x_P^2 \cdot y_P^2 + r^2 \cdot (x_P^2 - y_P^2 - r_K^2) - \\ - r_K^2 \cdot (x_P^2 + y_P^2)] \}$$

wenn P durch die Raumkoordinaten $(x_P, y_P, z_P = 0)$ gegeben ist oder mit $x_P = r_0 \cdot \cos \varphi_O$ und $y_P = r + r_0 \cdot \sin \varphi_O$

$$b = 4 \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right) \cdot \sin^2 \theta_{OS} \cdot \left[\frac{r_0 \cdot \cos \varphi_O \cdot |\sin(2 \varphi_{OS})|}{2} - (r + r_0 \cdot \cos \varphi_O) \cdot \sin^2 \varphi_{OS} \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS}) \right]$$

$$c = 2 \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS} \cdot \sin^2 \varphi_{OS} \cdot \left[(2 \cdot r_0^2 \cdot \cos^2 \varphi_O + 4 \cdot r^2) \cdot \right. \\ \left. \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS} \cdot \cos^2 \varphi_{OS} + 2 \cdot (r^2 + r_0^2 \cdot \sin^2 \varphi_O + 2 \cdot r \cdot r_0 \cdot \sin \varphi_O) \cdot \right. \\ \left. \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS} \cdot \sin^2 \varphi_{OS} - 4 \cdot (r \cdot r_0 \cdot \cos \varphi_O + \frac{r_0^2 \cdot \sin 2 \varphi_O}{2}) \cdot \right. \\ \left. \cdot \frac{\operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS})}{|\tan \varphi_{OS}|} + r_0^2 - r_K^2 + 2 \cdot r \cdot r_0 \cdot \sin \varphi_O \right]$$

$$d = 4 \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^4 \cdot \sin^4 \theta_{OS} \cdot \sin^4 \varphi_{OS} \cdot \left[\frac{r_0 \cdot \cos \varphi_O}{|\tan \varphi_{OS}|} \cdot (2r^2 + r_0^2 - r_K^2 + \right. \\ \left. + 2 \cdot r \cdot r_0 \cdot \sin \varphi_O) + \frac{r + r_0 \cdot \sin \varphi_O}{\operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS})} \cdot (r_K^2 - r_0^2 - 2 \cdot r \cdot r_0 \cdot \sin \varphi_O) \right]$$

$$e = \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^4 \cdot \sin^4 \theta_{OS} \cdot \sin^4 \varphi_{OS} \cdot \left[r_0^4 + r_K^4 - 4 \cdot r^2 \cdot (r_K^2 - r_0^2) - \right. \\ \left. - 2 \cdot r_K^2 \cdot r_0^2 - 4 \cdot r \cdot r_0 \cdot (r_K^2 - r_0^2) \cdot \sin \varphi_O \right]$$

wenn P durch r_0 und φ_0 gegeben ist.

Zur Lösung der allgemeinen Gleichung vierten Grades (139a) kann man nun entweder numerisch vorgehen oder die Tatsache benützen, daß ihre Wurzeln mit den Wurzeln der quadratischen Gleichung

$$|t|^2 + p \cdot |t| + q = 0 \quad (139b)$$

übereinstimmen. Die Koeffizienten p, q ergeben sich aus:

$$p = \frac{b+f}{2}; \quad q = s + \frac{b \cdot s - d}{f} \quad \text{wobei für } f = \pm \sqrt{8 \cdot s + b^2 - 4 \cdot c} \quad \text{gilt.}$$

Der Koeffizient s ist irgendeine reelle Lösung der kubischen Gleichung

$$s^3 + u \cdot s^2 + v \cdot s + w = 0$$

mit den Koeffizienten

$$u = -\frac{c}{2}; \quad v = \frac{b \cdot d}{4} - e; \quad w = \frac{c \cdot e}{2} - \frac{b^2 \cdot e}{8} - \frac{d^2}{8}.$$

Ihre Lösungen sind über die reduzierte kubische Gleichung $s_0^3 + u_0 \cdot s_0 + v_0 = 0$ mit

$$u_0 = -\frac{c^2}{12} - \frac{b \cdot d}{2} - e \quad \text{und} \quad v_0 = -\frac{c^3}{108} + \frac{b \cdot c \cdot d}{12} + \frac{c \cdot e}{3} - \frac{b^2 \cdot e}{8} - \frac{d^2}{8}$$

durch die Resubstitution $s_0 = s + \frac{b}{3}$ zu erhalten /46/. Zu beachten ist ferner noch, daß von den Lösungen

$$|t| = -\frac{b+f}{4} \pm \sqrt{\frac{(b+f)^2}{4} - s - \frac{b \cdot s - d}{f}} = \\ = |t(n_0, n_1, \theta_{OS}, \varphi_{OS}, \varphi_O, r_0, r, r_K)| \quad (139c)$$

nur positiv reelle das geometrisch-optische Problem lösen können. Obwohl nicht trivial, kann Gl. (139a) allgemein gelöst werden und damit die Angabe der Raumkoordinaten x_B , y_B , z_B des Reflexionspunktes B erfolgen. Die Ermittlung des Einfallswinkels bzw. Reflexionswinkels θ_{2sr} erfolgt durch die Bestimmung des Schnittwinkels der Geraden durch P und B mit dem Radiusvektor durch O und B. Der Kreismittelpunkt O wird durch seine Koordinaten bestimmt:

$O = (O, y_0, z_0)$ wobei mit y_B und z_B für $y_0 = \frac{r \cdot y_B}{\sqrt{y_B^2 + z_B^2}}$ und

$z_0 = \frac{r \cdot z_B}{\sqrt{y_B^2 + z_B^2}}$ gilt. Der gesuchte Winkel θ_{2sr} folgt mit den

Richtungsvektoren

$$\vec{n}_1 = \begin{pmatrix} x_B - r_0 \cdot \cos \varphi_0 \\ y_B - r - r_0 \cdot \sin \varphi_0 \\ z_B \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{n}_2 = \begin{pmatrix} x_B \\ y_B \cdot \left(1 - \frac{r}{\sqrt{y_B^2 + z_B^2}}\right) \\ z_B \cdot \left(1 - \frac{r}{\sqrt{y_B^2 + z_B^2}}\right) \end{pmatrix}$$

aus

$$\begin{aligned} \theta_{2sr} &= \arccos \left(\frac{\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2}{|\vec{n}_1| \cdot |\vec{n}_2|} \right) = \\ &= \arccos \left\{ \frac{x_B \cdot (x_B - r_0 \cdot \cos \varphi_0) + \left(1 - \frac{r}{\sqrt{y_B^2 + z_B^2}}\right) \cdot [y_B \cdot (y_B - r - r_0 \cdot \sin \varphi_0) + z_B^2]}{\sqrt{(x_B - r_0 \cdot \cos \varphi_0)^2 + (y_B - r - r_0 \cdot \sin \varphi_0)^2 + z_B^2} \cdot \sqrt{x_B^2 + \left(1 - \frac{r}{\sqrt{y_B^2 + z_B^2}}\right)^2 \cdot (y_B^2 + z_B^2)}} \right\} \\ &= \theta_{2sr}(x_p, y_p, z_p, |t|) \end{aligned} \quad (140a)$$

Nach Kenntnis der Koordinaten des Reflexionspunktes B kann man durch Drehung des Koordinatensystems in Bild 32 um den Winkel ψ die Startposition mit $r_0 = r_K$ für den weiteren Strahlverlauf festlegen und durch Wiederholung dieser Prozedur den gesamten optischen Strahlweg ermitteln. Drozdov /63/ hat dies für praktisch nicht möglich gehalten.

Mit der Totalreflexionsforderung kann aus Gl. (140a) prinzipiell auch der maximale Einfallswinkel θ_{oscr} bestimmt werden. Hier sollte aber die numerische Berechnung an die Stelle einer weiteren analytischen Behandlung treten.

Da die Gln. (137) bis (140a) den allgemeinen Fall des kreisförmig gekrümmten Lichtleiters beschreiben, sind auch die Fälle von z.B. Nichtmeridionalstrahlen in geraden Lichtleitern und Meridionalstrahlen in geraden und gekrümmten Lichtleitern implizit enthalten. Für Meridionalstrahlen ($\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_{os} = \frac{\pi}{2}$ oder $\frac{3\pi}{2}$; $\varphi_0 = \frac{3\pi}{2}$, $\varphi_{os} = \frac{\pi}{2}$ oder $\frac{3\pi}{2}$; $x_B = x_p = 0$) folgt für den Parameter $|t|$ nach einigen Umformungen:

$$|t| = \left[r_0 + r \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_0) \right] \cdot \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS} + \\ + \sqrt{\left[r_0 + r \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_0) \right]^2 \cdot \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^4 \cdot \sin^4 \theta_{OS} + \left[r_{OK}^2 - r_0^2 + 2r \cdot \left[r_K \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS}) - r_0 \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_0) \right] \right]} \quad (139d)$$

und mit Gl. (137) und (140a) unter Berücksichtigung von

$$(y_B - y_O) = y_B \cdot \left(1 - \frac{r}{r - r_K \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS})} \right) \quad \text{und} \quad (z_B - z_O) = z_B \cdot \left(1 - \frac{r}{r - r_K \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS})} \right)$$

lassen sich die Einfallswinkel bzw. Reflexionswinkel nach Abschnitt 2.2.1.3 ableiten.

Neben der hier aufgezeigten exakten Lösbarkeit läßt sich eine Näherungslösung aus einer Betrachtung von Bild 32 angeben:

Mit dem Projektionswinkel $\delta = \frac{3\pi}{2} - \varphi_O + \gamma_S + \rho$ und dem Torussegmentwinkel Ψ ergibt sich die Ebene E_B durch Drehung um den Winkel $\Psi \cdot \sin \delta$ aus der Ebene E_B . Für den Torussegmentwinkel Ψ gilt mit den Koordinaten des Punktes $P(r_0, \varphi_0)$ näherungsweise:

$$\Psi \approx \frac{r_K \cdot \sin \delta + r_0 \cdot \cos \varphi_0}{r_B \cdot \tan \alpha}$$

Den Reflexionswinkel θ_{2sr} am Kern/Mantel-Übergang kann man dann aus

$$\theta_{2sr} = \arccos \left[\sin \delta \cdot \cos(\Psi \cdot \sin \delta) \cdot \cos \rho \right] \quad (140b)$$

ermitteln. Unter Einhaltung der Totalreflexionsbedingung resultiert für $\Psi \cdot \sin \delta < 1$ eine Beziehung für den maximalen Einfallswinkel θ_{oscr} :

$$\theta_{oscr} \approx \arcsin \left\{ \frac{n_1}{n_0} \cdot \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2} \cdot \left[1 + \sqrt{\frac{2 \cdot r'^2}{r_B^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \right]} \cdot \left(1 + \frac{r'^2}{2 \cdot r_B^2} \right)} \right]}{2 \cdot \left(1 + \frac{r'^2}{2 \cdot r_B^2} \right) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r_K} \right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S}} \right\} \quad (141a)$$

wobei $r_B = r + r_K \cdot \cos \delta$ und

$$r' = r_K \cdot \sin \delta + r_0 \cdot \cos \varphi_0 \quad \text{gilt.}$$

Eine mit Gl. (141a) vergleichbare Relation wurde von Richter /51/ für den Fall schwacher Krümmungen, wie sie bei praktischen Multimode-Glasfasern auftreten können, ohne Ableitung angegeben. Auf die in Bild 32 vorliegenden Bezeichnungen gebracht, gilt nach /51/:

$$\theta_{\text{oscr}} \approx \arcsin \left\{ \frac{n_1}{n_0} \cdot \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} + \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - 4 \cdot A \cdot (\sqrt{B} - A)}}{2 \cdot (\sqrt{B} - A)} \right\} \quad (141b)$$

wobei für

$$A = \frac{r_K}{r} \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \left[\sqrt{\left(\frac{r_K}{r_0}\right)^2 - \sin^2 \gamma_S} \cdot \cos \varphi_0 - \sin \gamma_S \cdot \sin \varphi_0 \right] \right\}$$

und

$$B = 1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2 \gamma_S \quad \text{gilt.}$$

Auch die Gl.n. (141) erlauben die Übergänge für Meridionalstrahlen und gerade Lichtleiter bei Nichtmeridionalstrahlen direkt. Obwohl die genaue Analyse des gekrümmten Lichtleiters, insbesondere im Hinblick auf minimale Krümmungsradien nach Gl. (54b), noch nicht als umfassend analysiert betrachtet werden kann, so ist dennoch aus den bisherigen Überlegungen zu erwarten, daß die Berücksichtigung von Nichtmeridionalstrahlen den absoluten Bereich der Grenzeinfallshöhe y_0 nach Gl. (54c) in Abhängigkeit von den Polarkoordinaten r_0 , φ_0 und vom Spürwinkel φ_{0S} vergrößert.

Der in Bild 32e dargestellte, in der Praxis häufig auftretende Fall einer zyklischen Schraube, aus dem der kreisförmig gekrümmte Lichtleiter abgeleitet werden kann, wenn man die Ganghöhe h gegen Null gehen läßt, stellt den allgemeinen gekrümmten Lichtleiter dar. Bei der zyklischen Schraubenfläche gelten die hier aufgezeigten Überlegungen analog, wenn man in der Parameterdarstellung in Gl. (138a) folgende Substitution durchführt:

$$x = x_B = \frac{h}{2\pi} \cdot \psi \quad \text{mit} \quad h > d \quad \text{bzw.} \quad D \quad (142)$$

Da jeder Punkt P durch eine Koordinatentransformation in die "Eintrittsfläche" eines Lichtleiterteiles gelegt werden kann und für $n_0 = n_1$ die bisherigen Überlegungen auch im Lichtleiter selbst gelten, könnten mit der Analyse des geschraubten Lichtleiters mit kreiszyklischem Querschnitt die Sonderformen der Nichtmeridionalstrahlen und damit auch der Meridionalstrahlen für gerade und gekrümmte Lichtleiterteile erfaßt werden. In einem geschraubten Lichtleiterteil kann es gemäß Definition 4 ohnehin nur Nichtmeridionalstrahlen geben, so daß diese Analyse für mit dem Lichtleiterdurchmesser vergleichbare Krümmungsradien eine durchaus lohnende Untersuchung sein sollte.

2.2.3 Lichtleiter mit elliptischem Querschnitt

Eine der häufigsten Abweichungen des kreiszylindrischen Lichtleiterquerschnittes stellt die elliptische Form dar, deren Verhältnisse im Bild 33 dargestellt sind:

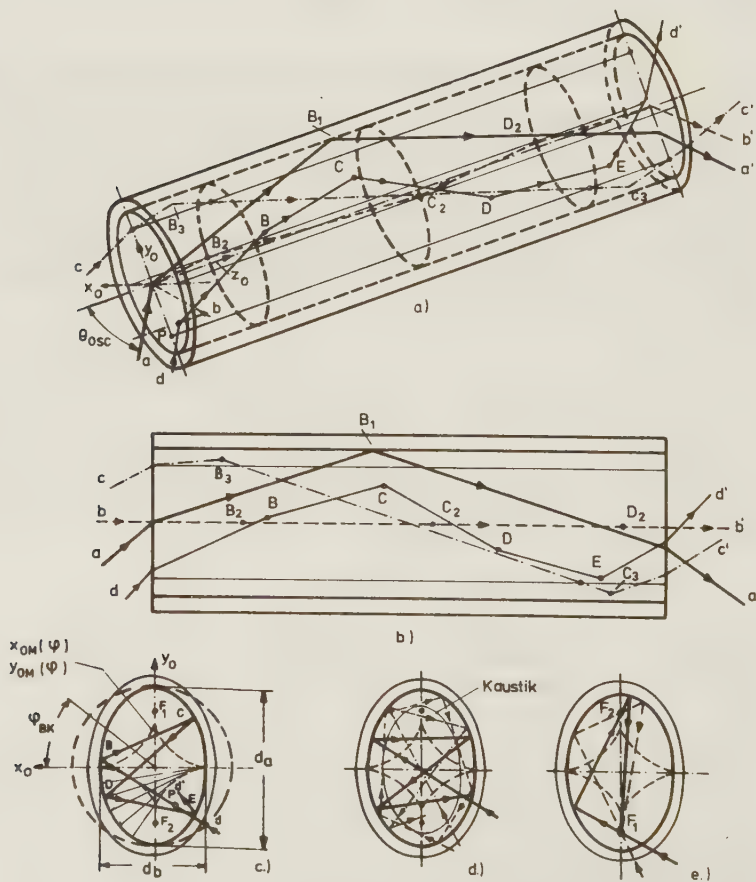


Bild 33: Lichtleiter mit elliptischem Querschnitt

Die Darstellung zeigt drei charakteristische Strahlverläufe (a-a', b-b', c-c') und den allgemeinen Verlauf eines Nichtmeridionalstrahls (d-d') in einem Lichtleiter mit elliptischem Querschnitt. Die Strahlen a und b sind die einzigen nach Definition 3 möglichen Meridionalstrahlen im elliptischen Lichtleiter. Aus den Transformationseigenschaften des elliptischen Querschnitts folgt weiterhin, daß Strahlen, die zwischen Brennpunkt und zugeordnetem Hauptscheitel verlaufen, auf dieses Gebiet beschränkt bleiben und Tangenten an die von einer konfokalen Ellipse gebildeten Kautistik (Brennfläche) darstellen. Entsprechend gilt für Strahlen, die zwischen Ellipsenzentrum und Brennpunkt verlaufen, daß sie ebenfalls auf dieses Gebiet beschränkt bleiben (Bild 33d). Passiert dagegen ein Strahl einen der Brennpunkte (F_1 , F_2), so wird er nach den bekannten Ellipsenabbildungseigenschaften durch den zweiten Brennpunkt reflektiert. Interessanterweise kommt es dabei, wie Bild 33e verdeutlicht, zu einer Anschmiegung an die große Ellipsenachse, d.h. diese Meridionalebene ist die stabile Strahlebene des Lichtleiters mit elliptischem Querschnitt.

Zur Analyse der Nichtmeridionalstrahlen geht man wieder zweckmäßigerweise von der Geradengleichung des einfallenden Strahls d aus:

$$x_0 = x_p + \frac{|t|}{|\tan \varphi_{OS}|} = r_0 \cdot \cos \varphi_0 + \frac{|t|}{|\tan \varphi_{OS}|} \quad (143a)$$

$$y_0 = y_p - |t| \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS}) = r_0 \cdot \sin \varphi_0 - |t| \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{OS}) \quad (143b)$$

$$z_0 = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_{OS}}}{\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{OS} \cdot |\sin \varphi_{OS}|} \cdot |t| \quad (143c)$$

wobei die Bedeutung der Größen entsprechend Bild 32 auf den Punkt $P(x_0, y_0, z_0) = P(r_0, \varphi_0, z_0)$ angewandt wurden. Die Parameterdarstellung des elliptischen Zylinders lautet

$$x_0 = \frac{d_b}{2} \cdot \cos \varphi_e \quad (144a)$$

$$y_0 = \frac{d_a}{2} \cdot \sin \varphi_e \quad (144b)$$

$$z_0 = z_0 \quad (144c)$$

wobei d_a und d_b die Achsen der Ellipse und φ_e den Ellipsenparameter darstellen. Die Lage der Krümmungsmittelpunkte wird durch die Evolute der Ellipse festgelegt und diese zeichnet sich dadurch aus, daß jeder verlängerte

Krümmungsradius der Ellipse eine Tangente zu ihr ist. Für die Ellipsen-evolute läßt sich die Parameterdarstellung der Krümmungsmittelpunkte x_{QM} , y_{QM} ableiten:

$$x_{QM} = 2 \cdot \cos \varphi_e \cdot \frac{d_b - d_a}{d_a \cdot d_b} \cdot \left[\left(\frac{d_b}{2} \right)^2 \cdot \sin^2 \varphi_e + \left(\frac{d_a}{2} \right)^2 \cdot \cos^2 \varphi_e \right]$$

$$y_{QM} = 2 \cdot \sin \varphi_e \cdot \frac{d_a - d_b}{d_a \cdot d_b} \cdot \left[\left(\frac{d_b}{2} \right)^2 \cdot \sin^2 \varphi_e + \left(\frac{d_a}{2} \right)^2 \cdot \cos^2 \varphi_e \right]$$

Dies ist die Darstellung einer unsymmetrischen, verallgemeinerten Astroide. Ihr Verlauf ist in Bild 33 c:e dargestellt. Bei der Ellipse ersetzt die allgemeine Normale y_{on} den Radiusvektor des Kreises. Man erhält für die Normale durch Punkt B:

$$y_{on} = - \frac{d_b}{d_a} \cdot \tan \varphi_B \cdot [x_o - x_B] + y_B \quad (145)$$

Bei der Ermittlung des Reflexionspunktes B muß der Geradenparameter $|t|$ aus den Gl. (143) und (144) bestimmt werden. Die mathematisch-physikalische Lösung lautet:

$$|t|_e = - \frac{a_e}{2} + \sqrt{\left(\frac{a_e}{2} \right)^2 - b_e} \quad (146)$$

mit

$$a_e = \frac{2 \cdot r_o \cdot \left[\frac{\cos \varphi_o}{|\tan \varphi_{os}|} - \left(\frac{d_b}{d_a} \right)^2 \cdot \sin \varphi_o \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{os}) \right]}{\frac{1}{|\tan \varphi_{os}|^2} + \left(\frac{d_b}{d_a} \right)^2}$$

$$b_e = \frac{r_o^2 \cdot \left[\cos^2 \varphi_o + \left(\frac{d_b}{d_a} \right)^2 \cdot \sin^2 \varphi_o \right] - \left(\frac{d_b}{2} \right)^2}{\frac{1}{|\tan \varphi_{os}|^2} + \left(\frac{d_b}{d_a} \right)^2}$$

Den Ellipsenparameter φ_B im Punkt B erhält man damit z.B. aus:

$$\varphi_B = \arccos \left[\frac{2}{d_b} \cdot (r_o \cdot \cos \varphi_o) + \frac{|t|_e}{|\tan \varphi_{os}|} \right] \quad (147a)$$

und zur Bestimmung des Vorzeichens gleichzeitig aus:

$$\varphi_B = \arcsin \left[\frac{2}{d_a} \cdot (r_o \cdot \sin \varphi_o - |t|_e \cdot \operatorname{sgn}(\sin \varphi_{os})) \right] \quad (147b)$$

Nach Umstellung der Gl. (143) auf eine Gleichung einer Geraden durch den gegebenen Punkt P und mit bekanntem Richtungsvektor kann unter Beachtung

der Gl. (145) der Einfallswinkel θ_{2se} am Kern/Mantel-Übergang berechnet werden:

$$\theta_{2se} = \arccos \left\{ \frac{\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_{ose} \cdot \left| \left[|\cos \varphi_{os}| + \frac{d_b}{d_a} \cdot \tan \varphi_B \cdot |\sin \varphi_{os}| \right] \right|}{\sqrt{1 + \left(\frac{d_b}{d_a} \right)^2 \cdot \tan^2 \varphi_B}} \right\} \quad (148)$$

Bei Erfüllung der Totalreflexionsbedingung resultiert hiermit für den maximalen Einfallswinkel beim elliptischen Querschnitt:

$$\theta_{ose} = \arcsin \left(\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot f_e \right) \quad (149)$$

mit dem Elliptizitätsfaktor f_e :

$$f_e = \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{d_b}{d_a} \right)^2 \cdot \tan^2 \varphi_B}}{\left| |\cos \varphi_{os}| + \frac{d_b}{d_a} \cdot \tan \varphi_B \cdot |\sin \varphi_{os}| \right|} \quad (150)$$

Der Vergleich mit einem kreisförmigen Querschnitt kann durch Vergleich des Elliptizitätsfaktors f_e mit $\frac{1}{\cos \rho}$ entsprechend Gl. (108) erfolgen, wobei gilt:

$$\frac{1}{\cos \rho} = \frac{\sqrt{r_K^2 + r_O^2 - 2 \cdot r_K \cdot r_O \cdot \cos \varphi}}{r_K - r_O \cdot \cos \varphi} \quad (151)$$

Für kreisförmigen Querschnitt geht der Ellipsenparameter φ_B in den Winkel φ_{BK} des beweglichen Radiusvektors mit der positiven x_O -Richtung über, wobei je nach Kreisquadrant

$$\varphi = 2\pi + \varphi_{BK} - \varphi_O \quad \text{bzw.} \quad \varphi = |\varphi_O - \varphi_{BK}| \quad \text{gilt.}$$

Damit kann Gl. (149) unter Beachtung von $\frac{d_b}{d_a} = 1$ auf die Form der Gl. (108) gebracht werden. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit läßt sich durch ein Beispiel die generelle Aperturtendenz aufzeigen. Für $d_a = 3,5$ mm; $d_b = 1,5$ mm; $d = 3,5$ mm; $r_O = 1$ mm; $\varphi_O = 240^\circ$ werden je nach Spürwinkel φ_{os} und Einfallswinkel θ_{ose} folgende Einfallswinkel θ_{2se} bei elliptischem bzw. θ_{2s} bei kreisförmigen Querschnitt erzielt:

$\varphi_{os} = 210^\circ$	θ_{ose}	60°	50°	40°	30°
$\varphi_B \approx 4,653^\circ$	θ_{2se}	$60,88^\circ$	$64,5^\circ$	$68,82^\circ$	$73,68^\circ$
$\varphi_{BK} \quad 13,4^\circ; \rho=16,6^\circ$	θ_{2s}	$58,53^\circ$	$62,5^\circ$	$67,2^\circ$	$72,46^\circ$

$\varphi_{OS} = 260^\circ:$	θ_{ose}	60°	50°	40°	30°
$\varphi_B \approx 91,782^\circ$	θ_{2se}	$57,87^\circ$	$61,94^\circ$	$66,75^\circ$	$72,12^\circ$
$\varphi_{BK} \approx 91,27^\circ; \rho=11,27^\circ$	θ_{2s}	$57,71^\circ$	$61,8^\circ$	$66,64^\circ$	$72,04^\circ$
$\varphi_{OS} = 190^\circ:$					
$\varphi_B \approx -18,99^\circ$	θ_{2se}	$60,1^\circ$	$63,84^\circ$	$68,29^\circ$	$73,28^\circ$
$\varphi_{BK} \approx -15,96^\circ$	θ_{2s}	$60,68^\circ$	$64,33^\circ$	$68,89^\circ$	$73,5^\circ$

Diese repräsentativ ausgewählten Werte zeigen bereits, daß $f_e > \frac{1}{\cos \rho}$ sein kann und damit kann der elliptische Querschnitt Bereiche aufweisen, in denen $\theta_{2se} > \theta_{2c}$ und andere, in denen $\theta_{2se} < \theta_{2c}$ ist. Eine Abschätzung gestattet ein Winkelvergleich zwischen dem durch den Spürwinkel φ_{OS} charakterisierten Strahl und dem Radiusvektor einerseits und der aus der Tangente an die Evolute darstellbaren Ellipsennormale andererseits. Die Abweichungen sind entscheidend vom Verhältnis der Ellipsenachsen abhängig und bei geringen Unterschieden kann näherungsweise mit den Beziehungen nach Abschnitt 2.2.2.1 gerechnet werden.

2.2.4 Ausbreitung von Strahlenbündeln endlichen Durchmessers in Lichtleitern

Obwohl das Prinzip der Lichtleitung mit dem Konzept der Meridionalstrahlen im geraden Lichtleiter beschrieben werden kann, so muß zu einer genaueren Analyse doch die Verallgemeinerung auf Nichtmeridionalstrahlen erfolgen.

Eine der häufigsten Lichtquellen bei der Übertragung mittels Lichtleiter ist heute der Laser. Auf Grund der geringen Divergenz des Laserstrahls ist mit ihm eine ausgezeichnete Bündelbarkeit und Fokussierbarkeit erzielbar. Endliche Strahltille und endliche Strahldivergenz eines Gaußstrahls bedingen aber selbst bei einer paraxialen Strahlbetrachtung das Vorliegen eines Strahlenbündels endlichen Durchmessers, wobei hier näherungsweise von einer gaußförmigen transversalen Intensitätsverteilung abgesehen wird. Das Problem eines Strahlenbündels läßt sich aus den in den vorangegangenen Abschnitten angegebenen Geradengleichungen analytisch so formulieren, daß gemäß der Definition einer Geraden im Raum als Schnitt zweier Ebenen aus der Gleichung eines Ebenenbüschels $A \cdot x + B \cdot y + C \cdot z + D + \mu \cdot (E \cdot x + F \cdot y + G \cdot z + H) = 0$ durch Angabe des Definitionsbereiches von μ ein Geradenbündel abgeleitet wird. Die Variation der Polarkoordinaten r_0, φ_0 zur Kennzeichnung des Einfallsortes P am Lichtleiteranfang gestattet ebenfalls die Beschreibung des Verlaufes eines Strahlenbündels endlichen Durchmessers in einem Lichtleiter. Durch geeignete, rotationssymmetrische Variation des Einfallswinkels θ_{OS} kann die Divergenz

einen Strahlenbündel berücksichtigt werden. Unabhängig von einer exakten mathematischen Beschreibung des Problems kann man mit den Mitteln der darstellenden Geometrie einen Einblick in den Strahlenverlauf eines Bündels gewinnen.

Bild 14a-d zeigt für einige ausgewählte Strahlenbündel die Projektionen in eine Transversalebene bzw. Longitudinalbene des Lichtleiters.

Die Strahlenprojektionen zeigen, daß nur für Strahlenbündel mit einem im Verhältnis zum Kerndurchmesser d kleinen Bündeldurchmesser $d_B (d_B \ll d)$ eine paraxiale Näherung für Meridionalstrahlen durchführbar ist. In Bild 14a erkennt man, daß ein bei Punkt P einsetzendes und bei A reflektiertes Parallelschalenbündel in der Nähe der Kern/Mantel-Grenzfläche einen Quasi-Fokuspunkt bei B₁ bewirkt. Bei Beschränkung auf die Kardistrahlen, entsprechend der Erhaltung des Azimutwinkel ϕ_1 und ϕ_2 , kommt es schrittweise zu weiteren Strahlenkonzentrationen bei B₁ unter einem Winkel α_1 , wobei $\alpha_1 + \phi_1 < \alpha_2 + \phi_2$ gilt. Infolgedessen kommt es zu einer progressiven Querschnittsauffüllung des Lichtleiters in Ausbreitungsrichtung und demzufolge je nach Lichtleiterlänge zur Annäherung an einen Hohlkonus bzw. Vollkonus oder in einer Konstellationsform. Die Strahlenlenkung aller in der Ebene der Kardistrahlen liegenden Strahlen des Bündels zeigt in Bild 14b, daß bereits die 2. Grenzflächenreflexion eines Nichtmeridionalstrahls zu einer Brennfläche bei B₂ führt, wobei der Brennpunkt der Kardistrahlen den Ort approximiert. Ein weiterer Brennpunkt tritt in weiteren als Brennpunkt 2. Art bezeichnet werden. In Bild 14c ist die Analogie der Brennpunkten 2. Art von Bündeldurchmesser d_B dargestellt, wobei sich eine Brennlinien-Ortakurve ergibt. In Analogie zum Konkavspiegel tritt auch bei einer zylindrischen Grenzfläche unter Totalreflexionsbedingungen eine Katacaustik, die sich als Teil einer Epizykloide beschreiben läßt, in der dargestellten Transversalebene auf. In Bild 14d ist der Verlauf eines Strahlenbündels dargestellt, bei dem ein Meridionalstrahl die Bündelachse darstellt.

Das sich an der durch eine Kardcurve 4. Grades begrenzten 1. Reflexionsfläche ergebende reflektierte Bündel wird in diesem Fall in einer Brennlinie im Abstand $s = \pi d/2$ von der Kern/Mantel-Grenzfläche konzentriert. Infolge der Bündeltransformation bei der 1. Reflexion wird die 2. Reflexionsfläche schon sehr kompliziert und die dort stattfindende Reflexion führt zu einer zur Lichtleiterachse orientierten Brennfläche. Auf die hier angezeigte Analysefähigkeit eines Strahlenbündels wird bei der Übertragung höherer optischer Leistungen in realen Lichtleitern noch näher eingegangen.

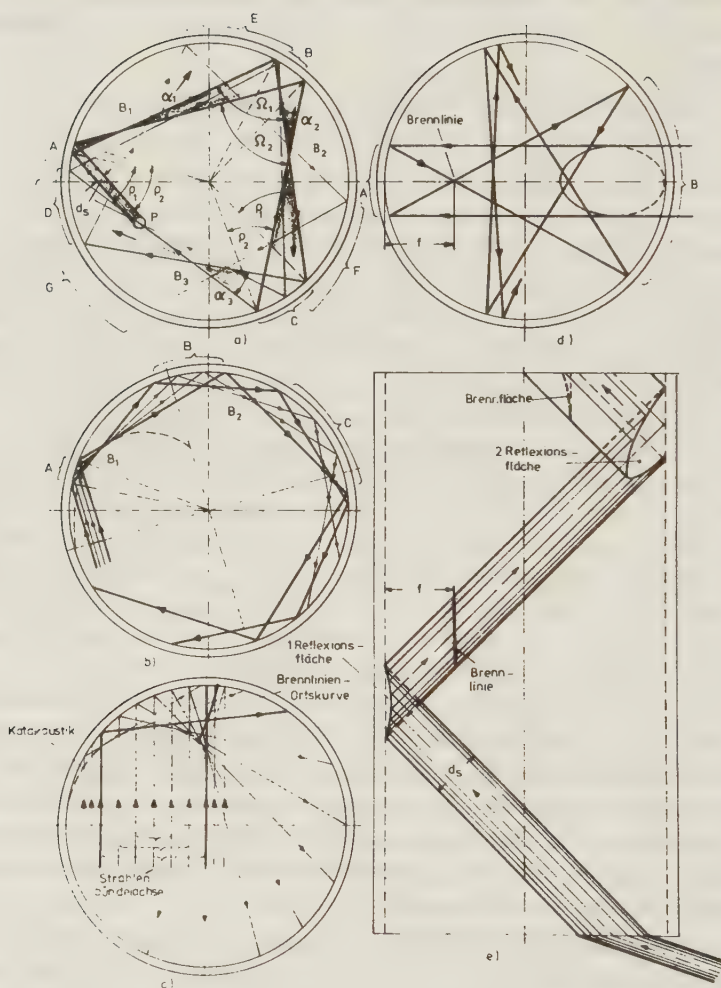


Bild 34: Projektionen des Verlaufs eines Strahlenbündels in Transversal- und Longitudinalebene;

- a) Beliebiger Nichtmeridionalstrahl
- b) Nichtmeridionales Randstrahlenbündel
- c) Brennnlinien-Ortskurve
- d) Nichtmeridionalstrahlen mit Meridionalstrahl als Bündelachse
- e) Strahlenbündelreflexionen der Nichtmeridionalstrahlen aus d.)

3. Der verlustbehaftete Lichtleiter in Theorie und Experiment

In einem realen Lichtleiter bestimmen die verschiedenen Verlustbeiträge ganz entscheidend die Verwendbarkeit als Nachrichtenübertragungsmedium, Bildleiter, Beleuchtungsoptik und/oder Intensitätslichtleiter. So werden z.B. für eine Nachrichtenübertragung über mehrere hundert oder gar tausend Meter ohne Zwischenverstärker, nicht zuletzt im Hinblick auf Wirtschaftlichkeit, Lichtleiter mit Dämpfungsbelägen unter 20 dB/km benötigt. Obwohl eine solche Transparenzforderung bei Schichtdicken von 1000 m noch vor wenigen Jahren als Utopie betrachtet wurde, zeigen die in Abschnitt 1.1 repräsentativ angegebenen niedrigen Dämpfungswerte Möglichkeiten der Realisierung. Als Beispiel theoretischer und experimenteller Untersuchungen wird der Kern/Mantel-Kunststofflichtleiter als verlustbehafteter Lichtleiter betrachtet. Wenn auch erste eigene Messungen /29/ noch relativ hohe kilometrische Dämpfungen ergaben, so ist doch zu erwarten, daß Kunststofflichtleiter einen ähnlichen Entwicklungsweg wie die Glasfasern durchlaufen.

3.1 Verlustmechanismen bei Lichtleitern

Bei Lichtleitern können Verluste auftreten durch:

1. Fresnel-Reflexion,
2. Absorption,
3. Streuung und
4. Nichtideale-Totalreflexion.

Diese Einzelbeiträge zu den Lichtleitverlusten werden im folgenden für Kunststoffgrundmaterialien und Kunststofflichtleiter analysiert.

3.1.1 Fresnel-Reflexionsverluste

Bei einem Lichtleiter treten Reflexionen am Lichtleiteranfang und -ende und an den Grenzflächen Kern/Mantel und Mantel/Umgebung auf. Eine ausführliche Ableitung der Fresnelschen Reflexionsformeln wurde u.a. vom Verfasser aus den elektromagnetischen Randbedingungen für ebene Wellen (d.i. die Menge paralleler Strahlen) vorgenommen /34/. Für die Grenzflächen verlustloser Dielektrika können die Reflexionsfaktoren mit den Gln. (9)÷(14) ermittelt werden. Kennzeichnet man ein verlustbehaftetes Dielektrikum durch seinen Dämpfungsindex bzw. Extinktionskoeffizienten κ , so kann man unter Beachtung des Brechungsgesetzes für verlustbehaftete Dielektrika

$$\underline{n}_1 \cdot \sin \underline{\theta}_1 = \underline{n}_0 \cdot \sin \theta_0$$

mit $\underline{n}_1 = n_1 \cdot (1 - j\kappa_1)$; $\underline{\theta}_1 = \theta_1 + j\delta_1$; $\delta_1 = \operatorname{artanh}(\kappa_1 \cdot \tan \theta_1)$

und $\underline{n}_0 = n_0 \cdot (1 - j\kappa_0)$

für $\kappa_0 \ll 1$ die polarisationsabhängigen Reflexionsfaktoren $\underline{r}_{\parallel A}$ und $\underline{r}_{\perp A}$ am Lichtleiteranfang angeben.

$$\underline{r}_{\parallel A} = \frac{\left[n_1 \cdot (1 - j\kappa_1) \right]^2 \cdot \cos \theta_0 - n_0 \cdot \sqrt{\left[n_1 \cdot (1 - j\kappa_1) \right]^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0}}{\left[n_1 \cdot (1 - j\kappa_1) \right]^2 \cdot \cos \theta_0 + n_0 \cdot \sqrt{\left[n_1 \cdot (1 - j\kappa_1) \right]^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0}} \quad (152a)$$

$$\underline{r}_{\perp A} = \frac{n_0 \cdot \cos \theta_0 - \sqrt{\left[n_1 \cdot (1 - j\kappa_1) \right]^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0}}{n_0 \cdot \cos \theta_0 + \sqrt{\left[n_1 \cdot (1 - j\kappa_1) \right]^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0}} \quad (152b)$$

Für Intensitätsbetrachtungen interessieren die Reflexionsgrade (Leistungsreflexionskoeffizienten) $R_{\parallel A}$ und $R_{\perp A}$. Man erhält sie nach einer umfangreichen Umformung zu:

$$R_{\parallel A} = \frac{n_1^4 \cdot (1 + \kappa_1^2) + n_0^2 \cdot \sqrt{a^2 + b^2} - \sqrt{2} \cdot n_0 \cdot n_1^2 \cdot (1 - \kappa_1^2) \cdot \cos \theta_0 \cdot \sqrt{\sqrt{a^2 + b^2} + a}}{n_1^4 \cdot (1 + \kappa_1^2) + n_0^2 \cdot \sqrt{a^2 + b^2} + \sqrt{2} \cdot n_0 \cdot n_1^2 \cdot (1 - \kappa_1^2) \cdot \cos \theta_0 \cdot \sqrt{\sqrt{a^2 + b^2} + a}} \quad (153a)$$

$$R_{\perp A} = \frac{n_0^2 \cdot \cos^2 \theta_0 + \sqrt{a^2 + b^2} - \sqrt{2} \cdot n_0 \cdot \cos \theta_0 \cdot \sqrt{\sqrt{a^2 + b^2} + a}}{n_0^2 \cdot \cos^2 \theta_0 + \sqrt{a^2 + b^2} + \sqrt{2} \cdot n_0 \cdot \cos \theta_0 \cdot \sqrt{\sqrt{a^2 + b^2} + a}} \quad (153b)$$

mit $a = n_1^2 \cdot (1 - \kappa_1^2) - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta_0$ und $b = 2 \cdot \kappa_1 \cdot n_1^2$

Mit den bekannten Fresnel-Formeln gilt für die Reflexionsgrade $R_{\parallel E}$ und $R_{\perp E}$ am Lichtleiterende

$$R_{\parallel E} = \left\{ \frac{n_4 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_4^2 \cdot \sin^2 \theta_e} - n_1 \cdot \cos \theta_e}{n_4 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_4^2 \cdot \sin^2 \theta_e} + n_1 \cdot \cos \theta_e} \right\}^2 \quad (153c)$$

$$R_{\perp E} = \left\{ \frac{\sqrt{n_1^2 - n_4^2 \cdot \sin^2 \theta_e} - n_4 \cdot \cos \theta_e}{\sqrt{n_1^2 - n_4^2 \cdot \sin^2 \theta_e} + n_4 \cdot \cos \theta_e} \right\}^2 \quad (153d)$$

wobei θ_e der Abstrahlwinkel des Lichtleiters in ein Medium mit dem Brechungsindex n_4 ist. Von verschiedenen Autoren wird übersehen, daß es

für $n_4 < n_1$ auch am Lichtleiterende zur Totalreflexion kommen kann. Die Totalreflexion am Lichtleiterende wurde bereits in Abschnitt 2.2.1.4 berücksichtigt. Allgemein bedeutet dies, daß Strahlen, die zur Lichtleiterachse einen Winkel $\theta_{1E} > \arcsin(\frac{n_4}{n_1})$ besitzen, den Lichtleiter nicht durch das Ende verlassen können. Die zur Abstrahlung gelangenden Strahlen können folglich selbst dann noch den Lichtleiter am Ende verlassen, wenn ihr Winkel θ_{1E} größer ist, als der Brechungswinkel θ_1 bei aperturbegrenztem Strahl. Als aperturbegrenzten Brechungswinkel $\theta_1(\theta_a/2)$ erhält man aus Gl. (1) und (20) mit $\theta_1(\theta_a/2) = \arccos(\frac{n_2}{n_1})$ einen Winkelwert, der je nach Mantelbrechungsindex n_2 weit kleiner als θ_{1E} sein kann, d.h. es können z.B. auch noch nichtideal am Mantel reflektierte Strahlen zur Ausgangsdivergenz beitragen und diese gegenüber dem theoretischen Wert vergrößern und hierdurch wächst die erzielbare Ausgangsleistung an.

Da für Lichtleiterkernmaterialien nur dämpfungsarme Dielektrika in Frage kommen, sind die in der Literatur aufgeführten Näherungen für stark absorbierende Medien, insbesondere für Metalle, hier nicht anwendbar. Bei einer Reihenentwicklung der Gln. (153) für $\kappa_1 \ll 1$ treten nur Glieder der Ordnung $O(\kappa_1^2)$ auf, so daß eine Abschätzung des Einflusses des Extinktionskoeffizienten κ_1 aus der bekannten Näherung /52/ für kleine Einfallswinkel θ_0 gewonnen werden kann:

$$R_{\parallel A} \approx R_{\perp A} \approx \frac{(n_1 - n_0)^2 + n_1^2 \cdot \kappa_1^2}{(n_1 + n_0)^2 + n_1^2 \cdot \kappa_1^2}; \text{ für } \theta_0 \ll 1 \quad (153e)$$

Selbst bei einem Material mit einem Dämpfungsbelag von 14.500 dB/m, entsprechend einem Extinktionskoeffizienten $\kappa = 10^{-4}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 514,5$ nm, kann der Term $n_1^2 \cdot \kappa_1^2$ bei $n_1 = 1,37$ und $n_0 = 1$, der eine Abweichung von $4,4 \cdot 10^{-7}\%$ gegenüber dem Fresnel-Reflexionswert für senkrechte Inzidenz, bei Verlustlosigkeit bewirkt, vernachlässigt werden. Bedeutung erlangt der Extinktionsterm $n_1 \cdot \kappa_1$ dagegen bei opaken Einlagerungen in einer sonst homogenen Oberfläche. Dieser Fall wird bei der Einkopplung höherer optischer Leistungen diskutiert. Am Beispiel der thermoplastischen Kunststoffe Polymethylmethacrylat (PMMA) und Polystyrol (PS) wurden experimentell, die sich aus Gl. (153) für $\kappa_1 = 0$ ergebenden Reflexionsgrade $R_{\parallel A}$ und $R_{\perp A}$ als Funktion des Strahleinfallswinkels gemessen. Die Messungen erfolgten an mit Polierrot behandelten Lichtleiterkernmaterialien bei der Wellenlänge $\lambda_0 = 632,8$ nm eines 100:1 linear polarisierten He:Ne-Lasers. Das Ergebnis für $n_0 = 1$ ist einschließlich des Verlaufs für unpolarisiertes Licht R_{UA} in Bild 35 dargestellt.

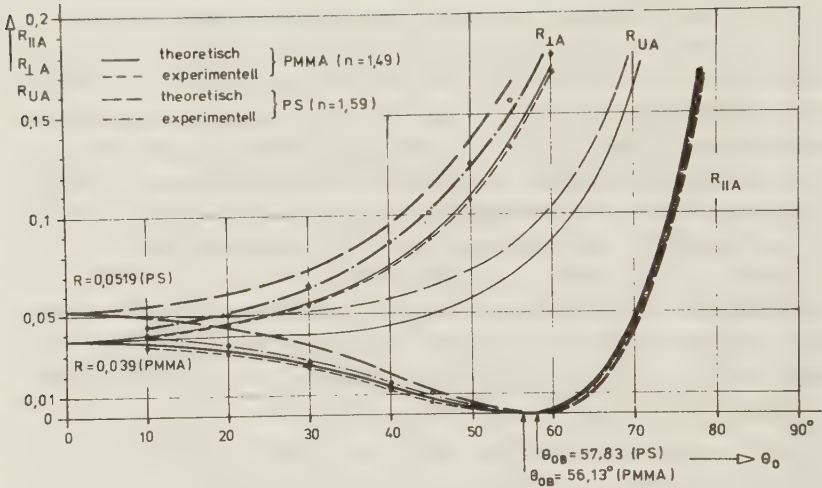


Bild 35: Fresnel-Reflexionsgrade R_{IIA} und R_{LA} als Funktion des Einfallswinkels θ_0 für PMMA und PS bei $\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$;
 $R_{IIA}(\theta_0) \approx (n_0^2 - n_1^2)^2 \cdot (\theta_{0B} - \theta_0)^2 / (2n_0 \cdot n_1)^2$ für $\theta_0 \approx \theta_{0B}$

Obwohl diese Messungen nur stellvertretend für zwei Lichtleiterkernmaterialien stehen, so zeigt sich für eine relativ dämpfungsarme PMMA-Probe ($\approx 1 \text{ dB/m}$) eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Kurven. Für den Standardpolystyroltyp 168N, der nach Herstellerangabe als Lichtleiterkern vorlag, wurde dagegen eine Abweichung bis zu 17,3% gemessen. Extrapolation der Meßwerte auf senkrechte Inzidenz ergab einen Brechungsindex $n_{632,8} \approx 1,53$.

Der Grund für die Abweichung von der Theorie lag, da es sich um ein wiederverarbeitetes Kunststoffmaterial handelte, zum einen in der Vorgeschichte der Probe und zum anderen an der fehlenden Homogenität der untersuchten Oberfläche. Eine mikroskopische Untersuchung ergab bei diesem mit ca. 15dB/m relativ verlustbehafteten Lichtleiter zahlreiche Poren und Verunreinigungseinschlüsse bis zu Querabmessungen von 50µm, die bezogen auf den Gaußstrahldurchmesser von 0,8mm des verwendeten He:Ne-Lasers eine Reduzierung des effektiv reflektierten Strahlquerschnittes bedeuten. Über das Vorhandensein optischer Inhomogenitäten in einem vergleichbaren PS-Lichtleiterkern wurde von Reidenbach und Bodem /53/ berichtet. Eine Auszählung der optischen Oberflächenfehlstellen nach Bild 36 bezogen auf den Gaußstrahldurchmesser des applizierten TEM_{00} -Strahls (axial-

symmetrischer Strahl mit Gaußscher Amplitudenverteilung) ergab eine Reduzierung des effektiven Durchmessers des gerichtet (regelmäßig) reflektierten Strahls um ca. 12% bei Annahme voll absorbierender bzw. partiell diffus reflektierender und streuender Fehlstellen, wodurch die meßtechnische Abweichung eine weitgehende quantitative Erklärung findet. Eine exakte Untersuchung von Lichtleiterkenngrößen setzt folglich auch die meßtechnische Bestimmung der realen Fresnel-Verluste voraus. Über experimentelle Ergebnisse bei optisch unvollkommenen Lichtleiterkernoberflächen wird im Zusammenhang mit der Einkopplung hoher optischer Leistungen berichtet.

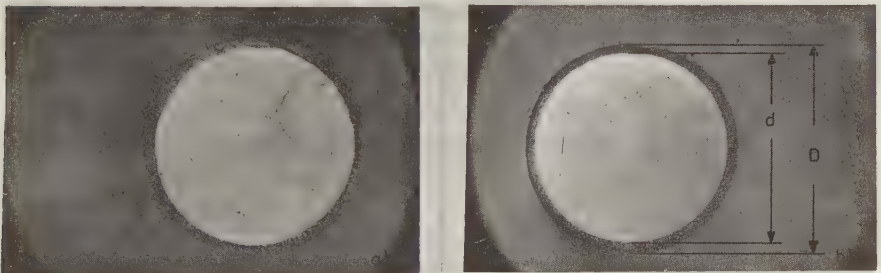


Bild 36: Mikraufnahmen der Endflächen ummantelter Lichtleiter der Kombination PS/PMMA

- a) Manteldurchmesser $D = 1,46\text{mm} \pm 5\mu\text{m}$,
Kerndurchmesser $d = 1,30 \pm 1,31\text{mm} \pm 5\mu\text{m}$
- b) Manteldurchmesser $D = 1,385 \pm 1,39\text{mm} \pm 5\mu\text{m}$,
Kerndurchmesser $d = 1,265 \pm 1,27\text{mm} \pm 5\mu\text{m}$

Die Übereinstimmung der Messung der Reflexionsverluste mit der Theorie kann als Bestätigung für die Voraussetzung einer Betrachtung ebener Wellen angesehen werden.

Im folgenden wird ein Lichtstrahlenbündel als inhomogene, transversal begrenzte, ebene elektromagnetische Welle betrachtet, deren Intensität nur im Bündelquerschnitt definiert ist. Lotsch /68/ leitet aus einer Näherungslösung der Maxwell-Gleichungen die bekannten Fresnel-Formeln ab und erhält zusätzliche Terme, die die transversale Endlichkeit der ebenen Welle berücksichtigen.

3.1.2 Absorptionsverluste

In den theoretischen Beschreibungen des Abschnittes 2.2 wurde die Lichtausbreitung in idealen isotropen Medien betrachtet. Das Vorhandensein einer Absorption bei Lichtleiternmaterialien ist mit dem Auftreten von Wärme verbunden, d.h. es liegt ein irreversibler Vorgang vor, bei dem elektromagnetische Strahlung (EMS) in Wärme umgewandelt wird, wodurch die Lichtwelle eine Dämpfung erfährt.

Der atomare bzw. molekulare Absorptionsmechanismus kann mit quantenmechanischen Methoden beschrieben werden /125/. Beschränkt man sich auf das etablierte mathematische Modell der Einführung einer komplexen Dielektrizitätszahl $\underline{\epsilon}$, so können nach bekannter Prozedur aus den Maxwell-Gleichungen Wellengleichungen für die beschreibenden Vektorfelder $\underline{\vec{E}}$ und $\underline{\vec{H}}$ abgeleitet werden. Im Falle einer monofrequenten Welle der Kreisfrequenz ω erhält man z.B. für die elektrische Feldstärke $\underline{\vec{E}}$ die Wellengleichung

$$\nabla^2 \underline{\vec{E}} + \underline{k}^2 \cdot \underline{\vec{E}} = \vec{0} \quad \text{mit dem komplexen Ausbreitungsmaß}$$

$$\underline{k}^2 = \omega^2 \cdot \underline{\mu} \cdot \underline{\epsilon} ,$$

wobei $\nabla \epsilon / \epsilon \ll 1$ über Entfernungen einer Wellenlänge vorausgesetzt wurde (diese Voraussetzung muß man bei dielektrischen Grenzflächen allerdings fallenlassen).

Die komplexe Dielektrizitätszahl $\underline{\epsilon}$ stellt einen Zusammenhang zwischen der Vakuum-Dielektrizitätskonstanten ϵ_0 , der relativen Dielektrizitätszahl ϵ_r und dem polarisationsbedingten Imaginärteil ϵ'' dar

$$\underline{\epsilon} = \epsilon_0 \cdot (\epsilon_r - j\epsilon'') \quad (154)$$

Real- und Imaginärteil können im sichtbaren Spektralbereich nicht mehr aus der phänomenologischen Maxwellschen Theorie abgeleitet werden, die eine frequenzabhängige Leitfähigkeit voraussetzt, sondern müssen durch Messung ermittelt werden.

Mit der Einführung einer komplexen Dielektrizitätszahl $\underline{\epsilon}$ wird auch der Brechungsindex komplex $\underline{n} = n \cdot (1 - j\kappa)$, für dessen Quadrat die Beziehung

$$\underline{n}^2 = \underline{\mu}_r \cdot \underline{\epsilon}_r \cdot (1 - j \cdot \tan \delta) \quad (155)$$

mit dem Verlustfaktor $\tan \delta = \epsilon'' / \epsilon_r$ gilt. Nach einigen Umformungen lassen sich der Realteil n und der Dämpfungsindex κ eliminieren:

$$n = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \underline{\mu}_r \cdot \underline{\epsilon}_r \cdot \{1 + \sqrt{1 + \tan^2 \delta}\}} \quad (156a)$$

$$\kappa = \sqrt{\frac{\sqrt{1+\tan^2 \delta} - 1}{\sqrt{1+\tan^2 \delta} + 1}} \quad \text{und} \quad \tan \delta = \frac{2 \cdot \kappa}{1 - \kappa^2} \quad (156b)$$

Für kleine Verlustfaktoren ($\tan \delta \ll 1$) gilt die Näherung

$$\kappa \approx \frac{\tan \delta}{2} ; \quad (\tan \delta \ll 1) \quad (156c)$$

Bei der Lösung der Wellengleichung erhält man für die elektrische Feldstärke $\vec{E}$, wenn man ohne Einschränkung der Allgemeinheit Ausbreitung der Lichtwelle in +z-Richtung annimmt, einen longitudinal exponentiell abklingenden Verlauf:

$$\vec{E} = \underline{E} \cdot \exp\left[-\frac{\omega}{c_0} \cdot n \cdot \kappa \cdot z\right] \cdot \exp\left[-j \cdot \frac{\omega}{c_0} \cdot n \cdot z\right] \cdot \vec{e}_e \quad (157)$$

wobei c_0 die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit und $\vec{e}_e$ ein transversaler Einheitsvektor ist.

Der reelle Brechungsindex n bestimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Phasenebenen, während die Dämpfung der Welle durch den Imaginärteil ($-n \cdot \kappa$) des formal eingeführten komplexen Brechungsindex bestimmt wird. Physikalisch gesehen wird die Dämpfung durch die bei der Wechselwirkung Licht - Materie auftretenden Energieverluste in atomaren und/oder molekularen Oszillatoren des Mediums, in dem die Wellenausbreitung stattfindet, hervorgerufen. Ein solches Medium wird als absorbierend bezeichnet.

Die Intensität einer Lichtwelle ist bekanntlich dem Quadrat der Feldamplitude proportional. Für den zeitlichen Mittelwert (Wirkleistungsdichte) des Poynting-Vektors $\vec{S}(t)$ folgt gemäß der Definition

$\langle |\vec{S}| \rangle = \frac{1}{2} \cdot \text{Re}\{\vec{E} \times \vec{H}^*\}$ der Ausdruck

$$\langle |\vec{S}(t)| \rangle = \frac{n}{\mu_r} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \frac{|\underline{E}|^2}{2} \cdot \exp(-\alpha_a \cdot z) \cdot \vec{e} \quad (158)$$

wobei

$$\alpha_a = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda_0} \cdot n \cdot \kappa \quad (159a)$$

der Absorptionskoeffizient und $\vec{e}$ der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung ist. Gl. (158) entspricht der von Lambert 1760 gefundenen Gesetzmäßigkeit für den Lichtstromverlust beim Durchgang durch ein Medium.

Mit Gl. (159a) kann man einen Dämpfungsbelag a_a in dB/Längeneinheit wie folgt definieren:

$$a_a = \frac{10}{\ln 10} \cdot \alpha_a \quad (159b)$$

Für die Auswertung von Transmissionsmessungen sind in Tab. 1 die zugeschnittenen Größengleichungen für κ , α_a und a_a angegeben:

Funktion von Größe	$\frac{a_a}{\text{dB/m}}$	$\frac{\alpha_a}{\text{cm}^{-1}}$	κ
$\frac{a_a}{\text{dB/m}}$	1	434,294	$5,458 \cdot 10^7 \cdot \frac{n}{\lambda_0 (\mu\text{m})}$
$\frac{\alpha_a}{\text{cm}^{-1}}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	1	$1,257 \cdot 10^5 \cdot \frac{n}{\lambda_0 (\mu\text{m})}$
κ	$1,832 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{\lambda_0 (\text{nm})}{n}$	$0,796 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\lambda_0 (\text{nm})}{n}$	1

Tab. 1: Zugeschnittene Größengleichungen für Dämpfungsrelationen

Aus Gl. (158) läßt sich das "Eindringen" der gedämpften Lichtwelle mit den Längen z_α bzw. $z_{1/2}$ angeben, wobei z_α einem Abfall der Intensität auf $1/e^2$ -des Maximalwertes entspricht, während $z_{1/2}$ die Halbwertseindringtiefe (Abfall der Intensität auf die Hälfte) bedeutet.

$$z_\alpha = \frac{2}{\alpha_a} \quad (160a)$$

und $z_{1/2} \approx \frac{3}{\alpha_a} \quad (160b)$

Da neben Absorptionsprozessen auch Streuung in einem Medium auftritt, ist eine meßtechnische Ermittlung der reinen Absorptionsverluste gleichzeitig ein Problem der Trennung verkoppelt auftretender Verluste. Zur reinen Grundmaterialvolumenstreuung kommen bei Lichtleitern noch Verluste durch nicht-ideale Totalreflexion verbunden mit der Grenzflächenstreuung. Bevor man die reinen Absorptionsverluste ermitteln kann, muß man daher alle anderen Verlustursachen kennen und daraus eine indirekte Absorptionsmeßmethode konzipieren. Bei Gläsern und Quarz wurden in den vergangenen Jahren umfangreiche Studien durchgeführt, die sich im wesentlichen mit der Ermittlung der Verlustbeiträge durch Spurenanteile von wenigen $10^{-4}\%$ der 3d-Übergangselemente Cu, Ti, V, Cr, Mn, Fe und Co /167/ und durch OH-Radikale /193/ beschäftigten. Für Kunststoffe fehlen bislang Studien zur Ermittlung der Absorptionsursachen.

Die in Tabelle 1 angegebenen Dämpfungsgrößen sind wellenabhängig und variieren selbst in sogenannten Transmissionsfenstern in einer komplizierten Form. Über Messungen der wellenlängenabhängigen Absorption wird weiter unten berichtet.

3.1.3 Verluste durch Streuung

Unter Streuung versteht man die Erzeugung von Sekundärwellen beim Auftreffen von Licht auf materielle Körper. Bei der Wechselwirkung Licht-Materie ist bezüglich der Streuung nicht die makroskopische Homogenität die beschreibende Größe, sondern der molekulare und atomare Ordnungsbau des Mediums bestimmt sein Streuverhalten. Bei der Beschreibung der Lichtstreuung in realen Medien versagt daher auch die phänomenologische Maxwell'sche Kontinuums-theorie und man muß die Molekulartheorie anwenden. In einem idealen (homogenen und isotropen) Kristall tritt unter der Voraussetzung, daß die Wellenlänge λ des Lichtes groß gegen die Gitterpunkt-abstände ist, keine Lichtstreuung auf, wenn der Kristall sich auf der Temperatur des absoluten Nullpunktes befindet. Bei Berücksichtigung un-korrelierter räumlicher Variationen der Teilchendichte aufgrund von statistischen Abweichungen der atomaren Struktur vom Idealgitter durch Korngrenzen und Kristallfehler wie Versetzungen, sowie als Folge der durch Wärmebewegung hervorgerufenen Brechungsindexschwankungen resultiert eine inkohärente Streustrahlung, die als Tyndalleffekt auch in reinen Dielektrika auftritt. Quasi-ideale Kristalle mit wenigen Strukturfehlern und daher geringer Streuung scheiden als Lichtleiter aus, da man die erforderlichen Längen nicht herstellen kann. Erörterungen, die die Streuung einer ebenen, linear polarisierten Welle durch im Vergleich zur Wellenlänge kleine Kugeln in einem homogenen, isotropen und verlustlosen Medium beschreiben, sind als Theorie der Rayleigh-Streuung für ideale Gase mit vernachlässigbarer Wechselwirkung der Teilchen untereinander bekannt /61/. Die wichtigsten Ergebnisse für isotrope Medien besagen, daß 1) die Intensität der Streustrahlung der Streuteilchenzahl proportional ist, 2) die Streustrahlung selbst bei unpolarisiert einfallender Welle bei Beobachtung senkrecht zur Ausbreitungs-richtung der Primärstrahlung vollständig polarisiert ist und 3) die Intensität eine λ^{-4} -Abhängigkeit zeigt, wenn man wellenlängenmäßig genügend weit von Absorptionsmaxima entfernt ist. Aus diesem Grunde sind für das kurz-wellige violette Licht die Streuwerte durch Rayleigh-Streuung etwa 16mal größer als für das langwellige rote Licht. Neuere Untersuchungen in /62/ zeigen für Abmessungen der Störstellen $<$ Wellenlänge des Lichtes eine Streuintensitätsabhängigkeit von $\lambda^{-3,6}$ bis $\lambda^{-2,6}$ und für Abmessungen $>$ Wellenlänge eine solche von λ^{-1} bis λ^0 und stimmen mit den älteren Untersuchungen von Heller /150/ an wässrigen Polystyrol-Emulsionen mit "Kugel"-durchmessern von $40 \div 250\text{nm}$ im wesentlichen überein. Nach /170/ muß man aber mit einer Ketten Dicke von $0,2 \div 0,3\text{nm}$ und einer Kettenlänge der Makro-

moleküle von $1 \div 1000\text{nm}$ rechnen. Mit zunehmender effektiver Kettenlänge ist eine wachsende Streuleistung zu erwarten, da die einzelnen Kettensegmente zueinander konstruktiv streuen. Wegen des angenommenen Knäuelmodells für Makromoleküle ist die effektive Kettenlänge nicht direkt dem Molekulargewicht proportional. Bei Kunststoffen wird insbesondere wegen der durch die große Molekülzahl in den Ketten bedingten Abweichung von der optisch isotropen kugelsymmetrischen Molekülstruktur eine Anisotropie erzeugt, die ihrerseits wiederum zu einem nichtpolarisierten Anteil der Streuung führt. Daher scheint eine Meßmethode, die sich auf Polarisationsverhältnisse beim Streulicht stützt für nicht durchführbar, solange der Einfluß der molekularen Struktur eines anisotropen Molekülverbandes nicht bekannt ist. Obwohl die vorliegende Theorie wegen fehlender Voraussetzungen nicht unmittelbar auf Kunststoffe anwendbar ist, stellt die Rayleigh-Streuung eine untere Grenze auch für die Materialverluste bei Kunststoffen dar. Bisher sind nur wenige Ermittlungen der Rayleigh-Streuung bei durchsichtigen Kunststoffen bekannt geworden /142/, während für organische Flüssigkeiten zahlreiche Arbeiten vorliegen /113/. Die von Dettermaier et al. /142/ gemessenen Werte für den Streuextinktionskoeffizienten von $1,73 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$ für PMMA 240 liegen um Faktoren 25÷70 unter denjenigen anderer Autoren.

In realen Kunststoffen führen Störstellen, die klein gegen die Wellenlänge sind, wie die durch ungelöste Monomere (z.B. 1,5 Gew.% bei PMMA 218 /142/, 0,089 % bei PS 168N /172/) bedingte Heterogenität mit Bereichsdurchmessern $< 0,1\mu\text{m}$, Mikroinhomogenitäten wie Leerräume, Kristallite, Fremdstoffe und lokale Dichteschwankungen zur Rayleigh-Streuung, die durch ihre Granularität auffällt. In Flüssigkeiten sind diskrete Streuzentren wegen der stetigen Bewegung der Moleküle nicht oder nur durch Kurzzeitfotografie genügend lokalisierbar. Daneben tritt Streuung der einfallenden Lichtwelle an makroskopischen Inhomogenitäten auf. Diese Störstellen liegen isoliert vor und werden bei Kunststoffen durch Gasblasen, Verunreinigungen in Form von Einschlüssen, Rissen und Phasendifferenzen bedingt. Obwohl die physikalische Beschreibung der Wechselwirkung einer Lichtwelle mit solchen makroskopischen Störstellen im Kunststoffgrundmaterial wegen der im Vergleich zur Wellenlänge großen Abmessungen eigentlich als Reflexion, Brechung und Beugung erfolgen müßte, so spricht man bei Lichtleiternmaterialien generell von einer Streuung. Zur Unterscheidung von der eine untere Grenze festlegenden Rayleigh-Streuung wird die Streuung an makroskopischen Bereichen im Kunststoffgrundmaterial hier als verallgemeinerte Volumenstreuung bezeichnet. Streuverluste, die durch Störstellen bedingt werden, die in ihren Abmessungen groß sind gegen die Wellenlänge, sind im Bereich des sichtbaren Lichtes im wesentlichen

wellenlängenunabhängig. Da ein Kunststoffmaterial hinsichtlich seines Molekulargewichtes und demzufolge auch in seinem molekularen Kettenaufbau in weiten Grenzen veränderlich ist, sollte eine Minimisierung des Anteils der Rayleigh-Streuung unter Einhaltung noch zu diskutierender Materialspezifikationen möglich sein. Volumenstreuung im obigen Sinne kann durch geeignete technologische Bedingungen bei der Herstellung (Polymerisation, Polykondensation) der Grundmaterialien reduziert werden.

Werden Kunststoffe zu Lichtleitern verarbeitet, so können verarbeitungsbedingte Veränderungen des Streuverhaltens auftreten, die weiter unten diskutiert werden. Darüber hinaus entsteht bei der Lichtleiterherstellung eine Grenzfläche zwischen Kern und Mantel, die entscheidend an der Lichtleitung beteiligt ist. Diese Grenzfläche ist in realen Lichtleitern nicht ideal, d.h. es treten Verluste auf, und es kommt zur verallgemeinerten Grenzflächenstreuung. Ursache dieser Grenzflächenstreuung sind Verunreinigungen, Gasblasen, Risse, Diffusionszonen, globale Dichteschwankungen und Phasunterschiede an der Kern/Mantel-Grenzfläche. Geometriestörungen eines vorgegebenen Querschnittes eines Lichtleiters sind ebenfalls ein Anlaß zur Erhöhung des Streuanteils. Durch Geometriestörungen kann es zu einer Umwandlung zwischen im Lichtleiter geführten Wellentypen und Abstrahlungstypen kommen. Da die Grenze durch den Grenzwinkel der Totalreflexion gegeben ist, kann eine Umwandlung in beiden Richtungen vorkommen, wobei effektiv Verluste auftreten, da eine abgestrahlte Energie nicht zurückgewonnen werden kann. Ihr Einfluß wird hier aber nicht in die verallgemeinerte Grenzflächenstreuung einbezogen, sondern im Zusammenhang mit der nichtidealen Totalreflexion untersucht. Eine Beschreibung der verschiedenen Verlustanteile durch Streuung wird daher bei Lichtleitern durch 3 Streukoeffizienten vorgenommen:

α_R := Rayleigh-Streuung

α_V := verallgemeinerte Volumenstreuung

α_A := verallgemeinerte Grenzflächenstreuung

Bei einem absorptionsfreien Medium kann man die längenabhängigen Streuverluste in einer exponentiellen Leistungsabnahme nach der Länge L ausdrücken

$$P'_{\text{aus}} = P'_{\text{ein}} \cdot e^{-\alpha_S \cdot L} \quad (161)$$

wobei $\alpha_S = \alpha_R + \alpha_V$ die Grundmaterialstreuung beschreibt. P'_{ein} ist die Eingangsleistung einer Lichtwelle im Medium nach Abzug der Fresnel-Reflexionsverluste, während P'_{aus} die Ausgangsleistung vor Verlassen des Mediums bezeichnet.

Der für Lichtleiter definierte Koeffizient α_A der verallgemeinerten Grenz-

flächenstreuung ist dagegen in erster Linie eine Funktion der Reflexionszahl, des effektiven Strahldurchmessers und des Einfallswinkels an der Kern/Mantel-Grenzfläche.

Verschiedene makroskopische Ursachen der Grenzflächenstreuung sind bereits lupenmikroskopisch sichtbar. Zur Erfassung von Rissen und Spalten an der Grenzfläche eignen sich insbesondere Interferenz-Mikroskope. Man kann bereits bei eingekoppeltem Laserstrahl aus dem Streulicht des Lichtleiters eine Aussage über die Qualität des Lichtleiters und über die Quantität der Verluste machen. Wenn sich z.B. bei einer Einkoppelleistung von 3 bis 50mW eines Lasers im sichtbaren Spektralbereich auf einer Länge von 1m das durch das Auge detektierte Streulicht hinsichtlich seiner Helligkeit nicht merklich ändert, so kann mit einem Lichtleiterdämpfungsbelag von $< 2\text{dB/m}$ gerechnet werden. Untersuchungen und Messungen zur quantitativen Ermittlung der Streuanteile bei Kunststoffen sind bisher nur bei PMMA bekannt geworden /142/. Eine meßtechnische Erfassung könnte aus der Winkelabhängigkeit der Streuung, aus dem senkrecht zur Strahlausbreitungsachse gemessenen Streulicht, aus der Wellenlängenabhängigkeit und aus dem durch eine Anisotropie bedingten Depolarisationsverhältnis bei reinsten Kunststoffgrundmaterialien Aussagen über den Rayleigh-Streuanteil machen. Die Frage, ob in amorphen Polymeren eine anisotrope Nahordnungsstruktur auftritt ist umstritten, für Lichtleiter mit Durchmessern $< 2\text{mm}$ aber anzunehmen. Bei sorgfältig im Labor polymerisierten PMMA 240-Proben wurde eine obere Grenze von 2,8m der Größe der im PMMA vorhandenen anisotropen Strukturen errechnet. Abmessungen, in denen sich die Dichte durch niedermolekulare Bereiche und Leerräume ändert, werden mit $100\div 300\text{nm}$ angegeben /142/.

3.1.4 Dämpfung bei Kunststoffgrundmaterialien

Nach den Definitionen und Aussagen der vorherigen Abschnitte ist es möglich einen frequenzabhängigen verallgemeinerten Dämpfungskoeffizienten $\alpha_G(f)$ für ein Grundmaterial aus der näherungsweise gültigen Beziehung

$$P_{\text{aus},0} \approx (1-R)^2 \cdot P_{\text{ein},0} \cdot \exp(-\alpha_G \cdot L)$$

$$\text{durch} \quad \alpha_G(f) \approx \frac{1}{L} \cdot \ln \left\{ \frac{(1-R)^2 \cdot P_{\text{ein},0}}{P_{\text{aus},0}} \right\} \quad (162a)$$

mit $\alpha_G = \alpha_a + \alpha_s$ zu definieren, wobei $P_{\text{ein},0}$ und $P_{\text{aus},0}$ die optische Eingangsleistung bzw. die optische Ausgangsleistung bei senkrechter Inzidenz für eine Grundmaterialprobe der Länge L und mit dem Brechungsindex n_1 ,

umgeben von einem Medium mit dem Brechungsindex n_0 , ist. Nach der Meßanordnung in Bild 37 kann für den bekannten Fresnel-Reflexionsgrad $R_{A,E} = (n_1 - n_0)^2 / (n_1 + n_0)^2$ für senkrechte Inzidenz ($\theta_0 = 0^\circ$) eingesetzt werden ($R_A = R_E = R$ für $n_0 = n_4$).

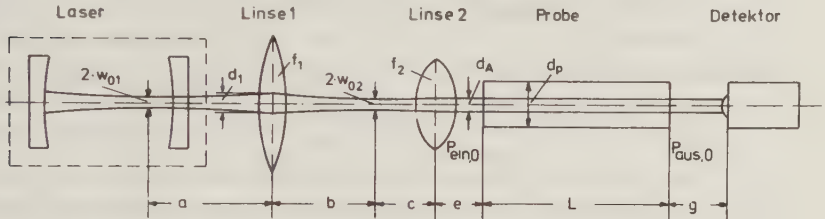


Bild 37: Meßanordnung zur Ermittlung der Dämpfung bei Kunststoffgrundmaterialien

Die Dämpfungsmessungen wurden mit einem Argon-Ionen- und einem He:Ne-Laser bei den Wellenlängen $\lambda_{Ar} = 514,5\text{nm}$ bzw. $\lambda_{He:Ne} = 632,8\text{nm}$ bei Raumtemperatur durchgeführt.

Der TEM₀₀-Gaußstrahl des verwendeten Argon-Ionen-Lasers hatte einen Fernfeld-Öffnungs-Halbwinkel $\theta_L = 0,5\text{mr}$ und gemäß der Relation $w_{01} = \lambda_{Ar} / (\pi \cdot \theta_L)$ einen Gaußstrahl-Taillendurchmesser von $2 \cdot w_{01} = 0,66\text{mm}$ im Resonator.

Bei einem Abstand $a = 1,5\text{m}$ der Linse 1 von der Taille 1 im Resonator erhält man aus der für den Grundschriftungstyp gültigen Beziehung den Strahldurchmesser d_1 auf der Linse 1 zu $1,64\text{mm}$. Unter Verwendung eines Teleskops mit $b \approx f_1 = 250\text{mm}$ und $c \approx f_2 = 100\text{mm}$, 50mm oder 25mm erhält man den Durchmesser d_A am Probenanfang mit der Näherung $d_A \approx \frac{f_2}{f_1} \cdot d_1$ aus

$$d_A \approx \frac{f_2}{f_1} \cdot \frac{2 \cdot \lambda_{Ar}}{\pi \cdot \theta_L} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\pi \cdot \theta_L^2}{\lambda_{Ar}} \right)^2 \cdot a^2} \quad (163)$$

zu $d_A \approx 0,66\text{mm}$; $0,33\text{mm}$ oder $0,164\text{mm}$.

Mit der für den He:Ne-Laser experimentell bestimmten Strahldivergenz $\theta_L = 0,7\text{mr}$ gelten bei einem Abstand $a = 0,5\text{m}$ für die obigen Linsensysteme die Strahldurchmesserwerte $d_A \approx 0,36\text{mm}$; $0,18\text{mm}$ oder $0,09\text{mm}$. Durch Austausch der Linse 2 konnte der Strahldurchmesser den jeweiligen Probeabmessungen angepaßt werden.

Für kurze Proben mit planparallelen Endflächen muß der verallgemeinerte Dämpfungskoeffizient α_G des Grundmaterials strenggenommen aus der tran-

szendenten Gleichung für die Ausgangsleistung

$$P_{\text{aus},0} = P_{\text{ein},0} \cdot \frac{(1-R_A) \cdot (1-R_E) \cdot \exp(-\alpha_G \cdot L)}{1-R_A \cdot R_E \cdot \exp(-2 \cdot \alpha_G \cdot L)} \quad (164a)$$

$$P_{\text{aus},0} = P_{\text{ein},0} \cdot \frac{(1-R)^2 \cdot \exp(-\alpha_G \cdot L)}{1-R^2 \cdot \exp(-2 \cdot \alpha_G \cdot L)} \quad ; \quad \text{für } R_A = R_E = R \quad (164b)$$

berechnet werden:

$$\alpha_G = \frac{1}{L} \cdot \ln \left\{ \frac{(1-R)^2 \cdot P_{\text{ein},0}}{2 \cdot P_{\text{aus},0}} + \sqrt{\left[\frac{(1-R)^2 \cdot P_{\text{ein},0}}{2 \cdot P_{\text{aus},0}} \right]^2 + R^2} \right\} \quad (162b)$$

Eine Fehlerabschätzung ergibt selbst bei einer Probe mit der Länge $L=10\text{cm}$ und einem Grundmaterial-Dämpfungsbelag $a_G = 0,2\text{dB/m}$ bei $R = 3,9\%$ nur eine Differenz von $0,15\%$ zwischen der theoretischen Ausgangsleistung $P_{\text{aus},0}$ nach Gl. (164) und $(1-R)^2 \cdot P_{\text{ein},0} \cdot \exp(-\alpha_G \cdot L)$. Berücksichtigt man die durch zweimalige Reflexion an den 2 Endflächen der Probe entstehende Leistung $(1-R)^2 \cdot R^2 \cdot P_{\text{ein},0} \cdot \exp(-3\alpha_G \cdot L)$, entsprechend dem 2. Glied einer geometrischen Progression, so reduziert sich der Fehler in diesem Beispiel auf $2,3 \cdot 10^{-4}\%$. Gl. (162a) ist somit für Kunststoffgrundmaterialproben mit einem Dämpfungsbelag $> 0,5\text{dB/m}$ bei Längen $> 10\text{cm}$ ausreichend genau.

Der hier definierte verallgemeinerte Dämpfungskoeffizient α_G repräsentiert gemäß $\alpha_G = \alpha_a + \alpha_s$ die Summe der Verluste durch Absorption und Streuung im Kunststoffgrundmaterial. Zur Ermittlung der Dämpfung bei 6 Kunststoffgrundmaterialien wurden 216 Proben unterschiedlicher Länge und Transversalabmessungen untersucht. Die Proben wurden mit Polierrot behandelt und ihre Endflächen lupenmikroskopisch kontrolliert. Die Meßergebnisse wurden nach Gl. (162) ausgewertet und in Tabelle 2 zusammengefaßt (S.98).

Aus den an von verschiedenen Herstellern und Verarbeitern zur Verfügung gestellten Kunststoffmaterialien durchgeführten Messungen geht hervor, daß insbesondere "in situ" polymerisiertes Polymethylmethacrylat in Plattenform mit metrischen Dämpfungen $< 0,4\text{dB}$ herstellbar ist. Da jedoch die untersuchten Kunststoffe nicht für Zwecke der Lichtleitung hergestellt wurden, können die vorliegenden Meßergebnisse nur einen Überblick über den Stand der Technik kommerzieller Produkte geben. Der minimale Dämpfungsbelag bei $\lambda = 514,5\text{nm}$ wurde für PMMA mit $a_G = 0,27\text{dB/m}$ gemessen. PMMA-XT wies gegenüber gegossenem PMMA-Blockmaterial extrusionsbedingte Störungen auf. Sowohl PMMA-7H Formmasse als auch PMMA-XT enthalten außerdem in Lieferform eine Farbstoff- bzw. Pigmentkonzentration. Die ermittelten Dämpfungswerte-

bereiche für die verschiedenen Grundmaterialien sind als Mittelwerte über den jeweiligen effektiven Meßstrahlquerschnitt zu verstehen. Ihre Toleranzen sind sowohl von verschiedenen Proben als auch vom Meßort (Meßvolumen) in einer Probe abhängig. Die Wahl des effektiven Meßstrahldurchmessers d_A (0,164±0,66mm) erfolgte im Hinblick auf die Materialverwendung zu Lichtleitzwecken. Bei kleinerem Strahldurchmesser konnte mehrfach eine um den Faktor 2:2,5 kleinere Grundmaterialdämpfung an sorgfältig selektierten Stellen des Gesamtprobenquerschnittes ermittelt werden. Dies ist nur durch eine lupenmikroskopisch homogene Zone zu erklären.

Die bei PS-Proben ermittelten höheren Dämpfungswerte sind im wesentlichen auf die bei handelsüblichen Produkten üblichen UV-Absorber zurückzuführen, die als Stabilisatoren gegen das Vergilben durch Kunst- oder Sonnenlicht in geringer Menge dem Thermoplasten zugesetzt werden. Solche PS-Proben waren an einem schwachen Gelbton zu erkennen.

Der relativ große Dämpfungsbelag von PTFE wird überwiegend durch die ca. 50%-ige Kristallinität und die damit verbundene Streuung hervorgerufen. Diese Aussage wurde durch eine Erwärmung des Materials in der Gaußstrahltaille (Linsenbrennweite $f = 10\text{mm}$, Strahldurchmesser vor der Linse = 2,2mm) eines 20W-Argon-Laserstrahls, von weniger als 10^0C nach 5min bestätigt.

Aus Literaturvergleichen liegen folgende Werte vor, die teilweise durch Umrechnung ermittelt wurden:

PMMA	2,17dB/m bei 656nm /132/,
PMMA-XT	1,0 dB/m , Absorption im sichtbaren Bereich /133/ und
PMMA-222	0,72dB/m bei 423nm und 1,02dB/m bei 452nm /137/ .

Material	Typ	Dämpfungskoeffizient $\frac{\alpha_G}{\text{cm}}$	Grundmaterialdämpfungsbeleg $\frac{\alpha_G}{\text{dB/m}}$	Abmessungen in mm
PMMA	Perspex Fil	0,00062±0,000782	0,27±0,34	Platte
PMMA	Plexiglas, gegossen	0,000722	0,314	Platte
PMMA	Paraglas, farblos	0,000828	0,36	Platte
PMMA	Plexiglas	0,001265	0,55	1937x5 ϕ
PMMA	Plexiglas aus Block-	0,00158 (0,000759)	0,689 (0,33)	1873x10 ϕ
PMMA	Plexiglas material	0,00171±0,0025	0,745±0,87	999x5 ϕ
PMMA	Plexiglas gearbeitet	0,00192±0,00255	0,833±1,11	995x5 ϕ
PMMA	222	0,00174 (0,000299)	0,757 (0,13)	242x4 ϕ
PMMA	Plexiglas, gegossen	0,00124±0,0325	0,54±14,12	versch. Profile
PMMA	Deglas, farblos	0,00481	2,09	Platte
PMMA	XT, extrudiert	0,00276	1,2	997x9,9 ϕ
PMMA	XI, extrudiert	0,00619	2,69	997x8 ϕ
PMMA	XT, extrudiert	0,0138 (0,0092)	6,0 (4,0)	996x5,7 ϕ
PMMA	7H, extrudiert	0,0209±0,0278	9,1±12,1	6 ϕ
PS		0,0177±0,0214	7,7±9,3	Platte
PS		0,0232±0,0865	10,1±37,6	Stab
PS	168N, extrudiert	(0,0164±0,0637)	(7,13±27,7)	
PS	168N, extrudiert	0,0258±0,0297	11,2±12,9	12 ϕ
PS	143E	0,0221±0,0557	9,6±24,2	3÷4 ϕ
PS	168N	0,0481 (0,0255)	20,9 (11,1)	Platte
PS		0,0357±0,0398	15,5±17,3	124x12,7x3,2
SAN	Luran 368R	0,0285±0,043	12,4±18,7	119x15x10
SAN		0,0405	17,6	Stab
PC	Makrolon 3200 natur	0,084±0,116	36,3±48,5	49,8x6x4
PC	Makrolon 3203 FBL	0,139±0,16675	60,4±72,5	49,8x6x4
PC	Makrolon, extrudiert	0,131±0,168	57±73	95x1,8 ϕ
FEP		8,165	3550	0,04 Folie
FEP		9,085±9,2	3950±4000	0,25 Folie
PTFE		21,39	9300	4,0

Tab. 2: Grundmaterialdämpfung verschiedener Kunststoffe bei $\lambda=514,5\text{nm}$ (Werte in Klammer gelten für $\lambda=632,8\text{nm}$)

Abkürzungen nach ASTM: PMMA = Polymethylmethacrylat; PS = Polystyrol; SAN = Styrol-Acrylnitril-Copolymerisat; PC = Polycarbonat; FEP = fluoriertes Äthylen-Propylen; PTFE = Polytetrafluoräthylen

3.1.5 Verluste durch nichtideale Totalreflexion

Das physikalische Phänomen der Totalreflexion eines Strahls an der Kern/Mantel-Grenzfläche eines Lichtleiters kann geometrisch-optisch nicht befriedigend erklärt werden. Für den Idealfall einer unendlich ausgedehnten ebenen Welle, die in der yz-Ebene auf eine unendlich ausgedehnte ebene Grenzfläche zweier Medien mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 auftrifft (Bild 2), ergibt sich im Fall $n_2 < n_1$ für Einfallswinkel $\theta_2 > \theta_{2c}$ ein komplexer Brechungswinkel θ_{3T} . Dies bedeutet physikalisch bekanntlich eine Phasenverschiebung und das Auftreten eines Dämpfungsfaktors. Detaillierte Untersuchungen hierzu finden sich in /54/, /55/ und /56/. Als Ergebnis der Maxwell'schen Theorie läßt sich angeben, daß bei der idealen Totalreflexion im ideal nichtleitenden und daher verlustlosen Medium 2 eine nichttransversale quergedämpfte Stützwelle angeregt wird, deren Komponente in y-Richtung exponentiell abfällt. Die zur Grenzfläche senkrechte Komponente des Leistungsflusses im angrenzenden Medium verschwindet im zeitlichen Mittel, während dies für die Transversalkomponente des Leistungsflusses parallel zur Grenzfläche nicht der Fall ist. Das Feld der inhomogenen, nichttransversalen und quergedämpften Stützwelle fällt nach der Eindringtiefe y' auf $1/e$ -tel seines Maximalwertes ab:

$$y' = \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2}} \quad (165a)$$

Dieses Ergebnis wurde von zahlreichen Autoren /7/, /37/ und /59/ auf dielektrische Lichtleiter mit der Behauptung übertragen, daß für den Lichtleitermantel eine Dicke von $1:2$ Wellenlängen ausreicht. Eine notwendige Voraussetzung hierzu ist jedoch, daß nur Einfallswinkel θ_2 berücksichtigt werden, die genügend weit vom Grenzwinkel θ_{2c} entfernt sind, d.h. für $n_1 = 1,492$ und $n_2 = 1,37$ sind gemäß Gl. (165a) nur Winkel $\theta_2 > \theta_{2c} + 0,27^\circ$ zulässig, wenn $y' = 2 \cdot \lambda_0$ die Mantelstärke darstellt.

Da jedoch reale Mantelmaterialien verlustbehaftet sind und demzufolge eine nichtideale Totalreflexion vorliegt, muß auch hier mit einem komplexen Brechungsindex $\underline{n}_2 = n_2 \cdot (1 - j\kappa_2)$ gerechnet werden. Eine vom Verfasser in /34/ durchgeführte Betrachtung ergibt für den Vektorzeiger des elektrischen Feldes $\vec{E}_{\perp T}$ im angrenzenden Medium:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{TT}} = E_{\text{TT}} \cdot \exp \left\{ -j \left[\frac{2\pi \cdot n_1}{\lambda_0} \cdot z \cdot \sin \theta_2 + \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot y \cdot \sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 \cdot (1 - \kappa_2^2)} \right] \cdot \right. \\ \left. \cdot \sqrt{1 + \frac{(2 \cdot \kappa_2 \cdot n_2^2)^2}{[n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 \cdot (1 - \kappa_2^2)]^2}} \cdot \sin \varphi_T \right\} \cdot \exp \left\{ -\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot y \cdot \sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 \cdot (1 - \kappa_2^2)} \cdot \right. \\ \left. \cdot \sqrt{1 + \frac{(2 \cdot \kappa_2 \cdot n_2^2)^2}{[n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 \cdot (1 - \kappa_2^2)]^2}} \cdot \cos \varphi_T \right\} \cdot \vec{e}_{\text{TT}} \end{aligned} \quad (166)$$

wobei $\varphi_T = \arctan \left[\frac{\kappa_2 \cdot n_2^2}{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 \cdot (1 - \kappa_2^2)} \right]$ einen durch den Extinktions-

koeffizienten κ_2 bedingten Phasenfaktor, E_{TT} die komplexe Amplitude der elektrischen Feldstärke und $\vec{e}_{\text{TT}}$ einen Einheitsvektor darstellt. Gl. (166) stellt eine "Welle" dar, die sich in y- und z-Richtung ausbreitet und für $y \rightarrow \infty$ exponentiell gegen Null geht. Im verlustlosen Fall gilt für $\kappa_2 = 0$ $\theta_{3T} = \frac{\pi}{2} + j\delta_3$, wobei der Imaginärteil des Brechungswinkels aus $\delta_3 = \text{arcosh} \left(\frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \theta_2 \right)$ folgt. Obwohl auch Gl. (166) exakt nur für ebene Wellen gilt und die Voraussetzung $\kappa_1 \ll 1$ erfüllt sein muß, so stellt sie doch bereits eine erweiterte Abschätzung für die erforderliche Mantelstärke dar. Gleichzeitig kann die Frage der zulässigen Extinktion des Mantelmaterials diskutiert werden, da im verlustbehafteten Medium jetzt für die Eindringtiefe y'' gilt:

$$y'' = \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 \cdot (1 - \kappa_2^2)} \cdot \sqrt{1 + \frac{(2 \cdot \kappa_2 \cdot n_2^2)^2}{[n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 \cdot (1 - \kappa_2^2)]^2}} \cdot \cos \varphi_T} \quad (165b)$$

mit $\lim_{\kappa_2 \rightarrow 0} y'' = y'$ nach Gl. (165a). Verglichen mit den Werten des obigen Beispiels für y' resultiert für $\kappa_2 \approx 6 \cdot 10^{-4}$ nur eine Eindringtiefe $y'' \approx 1,76 \cdot \lambda_0$. In Bild 38 sind für zwei praktische Brechungsindexkombinationen von Kunststofflichtleitern die Eindringtiefen des Feldes für einen Abfall auf 5% dargestellt. Auf der beim Eindringen der quergedämpften Stützwellen erfolgenden EMS-Absorption beruht die ATR ("attenuated total reflection")-, FMIR ("frustrated multiple internal reflectance")- bzw. IRS ("internal reflection spectroscopy")-Methode zur Messung von Absorptionsspektren /128/.

Die Darstellung in Bild 38 zeigt den starken Anstieg der Eindringtiefen bei Annäherung von θ_2 an θ_{2C} , wobei beispielsweise für $\theta_2 = \theta_{2C} + 0,132^\circ$ eine 5%-äquivalente theoretische Eindringtiefe von $7,85 \cdot \lambda_0$ vorliegt. Zum Vergleich ist auch die Eindringtiefe für ein verlustbehaftetes Mantelmaterial mit $\kappa_2 = 6,3 \cdot 10^{-4}$ angegeben. Der entsprechende Zahlenwert ist mit

7,56 nur geringfügig kleiner als im verlustlosen Fall. Mit Gl. (165) läßt sich zeigen, daß sich bei größerer Brechungsindexdifferenz $n_2 - n_1$ relativ kleinere Manteldicken $D - d$ ergeben für gleiche $y_{0,05}/\lambda_0$ -Werte.

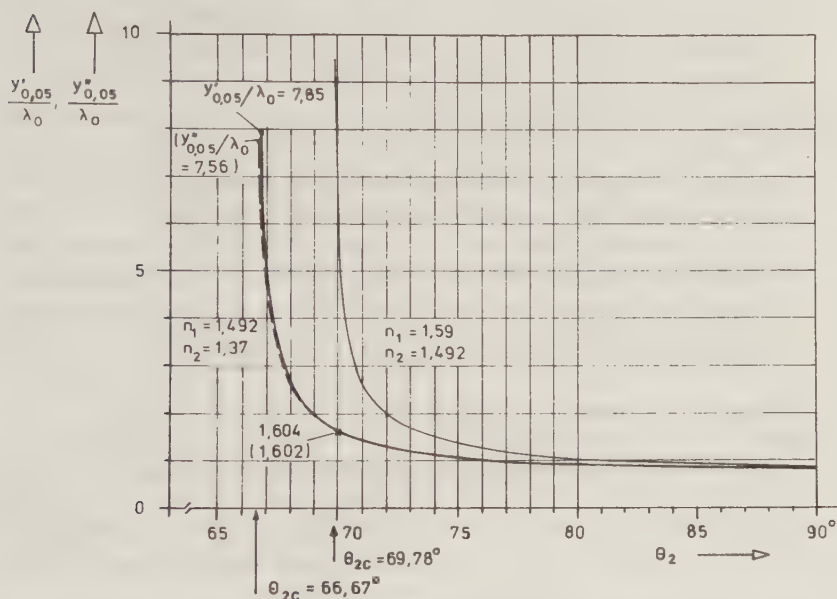


Bild 38: Bezogene Eindringtiefe der quergedämpften Stützwelle bei Abfall auf 5% der auftretenden Feldamplitude für die zwei Brechungsindexkombinationen $n_1 = 1,59$, $n_2 = 1,492$ und $n_1 = 1,492$, $n_2 = 1,37$ ($\kappa_2 = 6,3 \cdot 10^{-4}$) als Funktion des Einfallswinkels an der Kern/Mantel-Grenzfläche.

Unter Einbeziehung des Dämpfungsterms verschwindet die Normalkomponente des Leistungsflusses im angrenzenden Medium im zeitlichen Mittel nicht mehr. Das läßt sich durch eine Betrachtung der polarisationsabhängigen Reflexionsgrade $R_{\parallel K}$ und $R_{\perp K}$ der Kern/Mantel-Grenzfläche beweisen. Dazu werden die Gln. (153a) und (153b) durch folgende Substitutionen $n_0 \rightarrow n_1$, $n_1 \rightarrow n_2$, $\kappa_1 \rightarrow \kappa_2$ und $\theta_0 \rightarrow \theta_2$ auf die Grenzfläche Kern/Mantel transformiert. In Bild 39 sind die so erhaltenen Reflexionsgrade $R_{\parallel K}$ und $R_{\perp K}$ als Funktionen des Einfallswinkels θ_2 an der Kern/Mantel-Grenzfläche für die Brechungsindexkombination $n_1 = 1,59$ und $n_2 = 1,492$ bei $\lambda_0 = 514,5 \text{ nm}$ dargestellt.

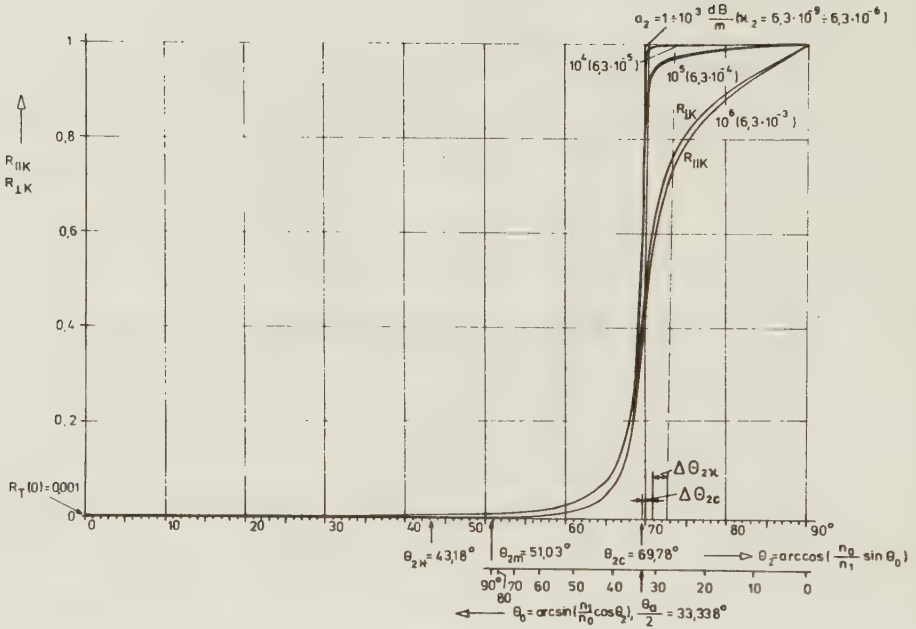


Bild 39: Reflexionsgrade $R_{||K}$ und $R_{\perp K}$ bei nichtidealer Totalreflexion für die Brechungsindizes $n_1 = 1,59$ und $n_2 = 1,492$ mit dem Parameter κ_2 (Dämpfungsbelag a_2) ; $\theta_{2H} :=$ Hauptwinkel
 $\theta_{2H} = \arccot(n_1/n_2)$

Den allgemeinen Fall der Reflexionsgrade für die Kern/Mantel-Grenzfläche erhält man aus den Gln. (9) und (10), wenn die Brechungsindizes n_1 und n_2 komplex eingesetzt werden. Dies kann bei einem praktisch realisierten Lichtleiter zu einer geeigneten Beschreibung führen - im allgemeinen ist jedoch anzustreben, daß $\kappa_1 \ll \kappa_2 \ll 1$ gilt. Hierauf wird bei der praktischen Ausführung von Lichtleitern noch näher eingegangen. Unter Berücksichtigung der für Bild 39 geltenden Voraussetzungen ist zu erkennen, daß sich eine vorhandene Extinktion des Mantelmaterials insbesondere auf Strahlen mit einem Einfallswinkel $\theta_2 \geq \theta_{2c}$ auswirkt, indem der theoretische Idealwert $R_K = 1$ reduziert wird und somit strenggenommen nicht mehr von einem Grenzwinkel gesprochen werden kann. Um den Einfluß einer Dämpfung besser zu verstehen, wird eine näherungsweise gültige Beziehung für die Reflexionsgrade $R_{||K}$ und $R_{\perp K}$ hergeleitet. Hierzu wird in den Gln. (9) und (10) die Sub-

stitution $n_0 \cdot \sin \theta_0 = n_1 \cdot \cos \theta_2$ vorgenommen und n_2 komplex eingesetzt.

Nach Bild 39 lassen sich die Kurven für die Reflexionsgrade in 4 Bereiche einteilen: a) Normale Reflexion für $0 < \theta_2 < \theta_{2C}$;

b) Beginn der nichtidealen Totalreflexion $\theta_{2C} < \theta_2 < \theta_{2C} + \Delta\theta_{2C}$;

c) Übergangsgebiet $\theta_{2C} + \Delta\theta_{2C} < \theta_2 < \theta_{2C} + \Delta\theta_{2K}$;

d) Nichtideale Totalreflexion bei fast streifender Inzidenz

$$\theta_{2C} + \Delta\theta_{2K} < \theta_2 < \frac{\pi}{2}.$$

Die Bereiche b) und d) sollen durch Geraden approximiert werden, wobei die Winkeldifferenzen $\Delta\theta_{2C}$ und $\Delta\theta_{2K}$ Funktionen des Extinktionskoeffizienten κ_2 sind. Nach Bild 39 wächst $\Delta\theta_{2C}$ für wachsendes κ_2 , während $\Delta\theta_{2K}$ gleichzeitig kleiner wird. Für Totalreflexions-Einfallswinkel, die genügend weit vom Grenzwinkel entfernt sind, dürfen die bekannten Reflexionsformeln linearisiert werden. Unter Beachtung des für $\cos \theta_3$ physikalisch gültigen mathematischen Vorzeichens gilt für kleine Extinktionskoeffizienten $\kappa_2 \ll 1$ unter der Voraussetzung $n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 \gg 2n_2^2 \cdot \kappa_2$ z.B. für den Reflexionsfaktor $r_{\parallel K}$

$$r_{\parallel K} \approx \frac{(n_2^2 - 2j \cdot n_2^2 \cdot \kappa_2) \cdot \cos \theta_2 + j \cdot n_1 \cdot \sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 + 2jn_2^2 \cdot \kappa_2}}{(n_2^2 - 2j \cdot n_2^2 \cdot \kappa_2) \cdot \cos \theta_2 - j \cdot n_1 \cdot \sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 + 2jn_2^2 \cdot \kappa_2}}$$

wobei Glieder der Ordnung $O(\kappa_2^2)$ vernachlässigt wurden. Nach einigen Umformungen erhält man für den Reflexionsgrad $R_{\parallel K}$ näherungsweise

$$R_{\parallel K} \approx 1 - \frac{4 \cdot \left(\frac{n_2^2}{n_1}\right) \cdot n_2^2 \cdot \kappa_2 \cdot \cos \theta_2}{\sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2} \cdot \left[\left(\frac{n_2^2}{n_1}\right)^2 - n_2^2 + \left[n_1^2 - \left(\frac{n_2^2}{n_1}\right)^2 \right] \cdot \sin^2 \theta_2 \right]} \quad (167a)$$

wobei im Nenner ein Glied der Ordnung $O(\kappa_2)$ vernachlässigt wurde.

Analog hierzu kann die dazu senkrechte Polarisationsrichtung untersucht werden. Ausgehend vom Reflexionsfaktor $r_{\perp K}$

$$r_{\perp K} \approx \frac{n_2 \cdot (1 - j\kappa_2) + j \cdot \sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 + 2jn_2^2 \cdot \kappa_2}}{n_2 \cdot (1 - j\kappa_2) - j \cdot \sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 + 2jn_2^2 \cdot \kappa_2}}$$

läßt sich der näherungsweise für $\kappa_2 \ll 1$ und $n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 \gg 2n_2^2 \cdot \kappa_2$ gültige Reflexionsgrad $R_{\perp K}$ bestimmen:

$$R_{\perp K} \approx 1 - \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_2^2 \cdot \kappa_2 \cdot \cos \theta_2}{\sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2} \cdot (n_1^2 - n_2^2)} \approx 1 - \frac{8 \cdot \pi \cdot n_1 \cdot n_2^2 \cdot \cos \theta_2}{\lambda_0 \cdot (n_1^2 - n_2^2)} \cdot y' \cdot \kappa_2 \quad (167b)$$

wobei hier im Nenner der Summand $2 \cdot n_1 \cdot n_2^2 \cdot \kappa_2 \cdot \cos \theta_2$ vernachlässigt wurde.

Ein Vergleich von Gl. (167a) mit (167b) ergibt Identität, wenn man in Gl. (167a) den Quotienten $\frac{n_2^2}{n_1}$ durch n_1 ersetzt, d.h. für kleine relative Brechungsindexdifferenzen Δn nach Gl. (3) beschreibt Gl. (167b) die Reflexionsgrade der nichtidealen Totalreflexion im Gebiet fast streifender Inzidenz. Aus Gl. (167b) folgt die gesuchte approximative Geradengleichung

$$R_{||, \perp K} \approx 1 - \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_2^2 \cdot \kappa_2}{\sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2} \cdot (n_1^2 - n_2^2)} \cdot |\Delta \theta_2| \quad (167c)$$

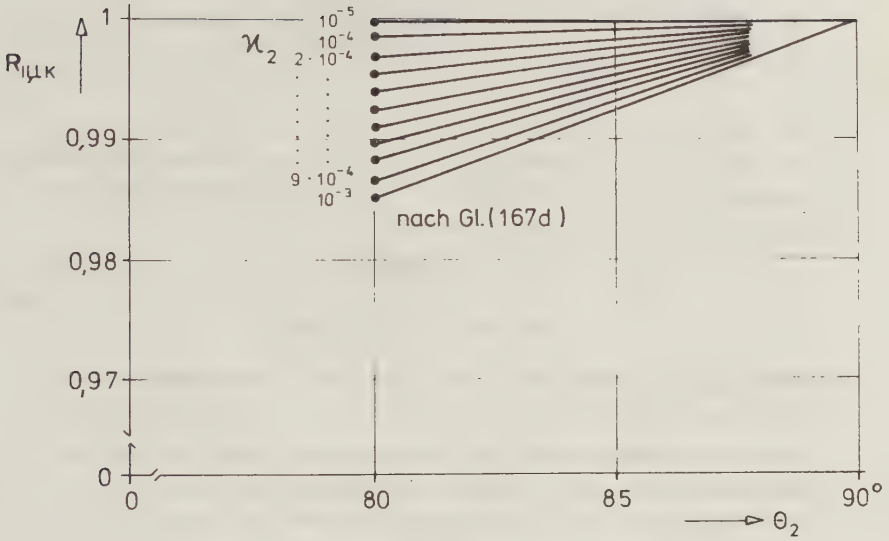
wobei für $|\Delta \theta_2| = \frac{\pi}{2} - \theta_2$ gilt. Mit der Näherung $\sin \theta_2 \approx 1$ für $\theta_2 \approx \frac{\pi}{2}$ folgt:

$$R_{||, \perp K} \approx 1 - \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_2^2 \cdot \kappa_2}{(n_1^2 - n_2^2)^{3/2}} \cdot |\Delta \theta_2| \quad (167d)$$

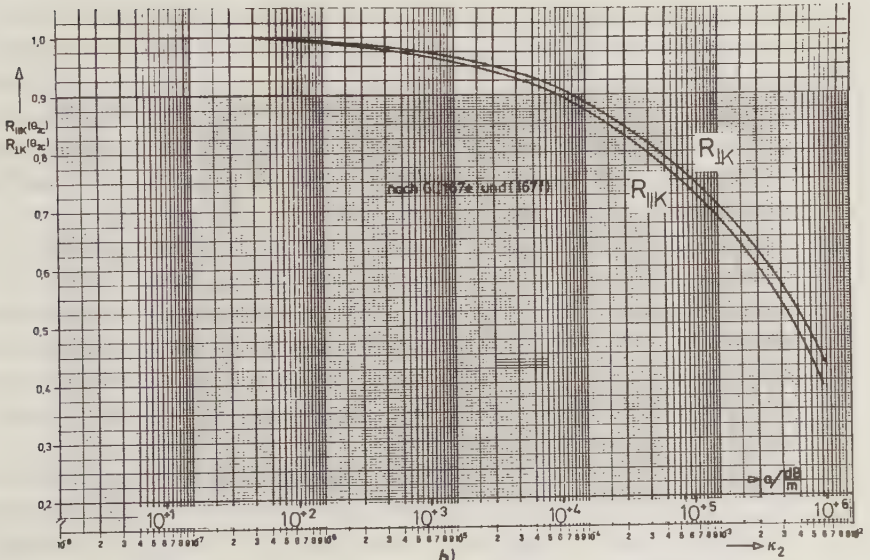
Für $\kappa_2 = 6,3 \cdot 10^{-3}$, was dem relativ großen Dämpfungsbelag von 10^6 dB/m entspricht, bleibt der prozentuale Fehler für Gl. (167d) kleiner als 0,61% bzw. für Gl. (167c) kleiner als 0,45% bei $\theta_2 = 85^\circ$ bezogen auf den exakten theoretischen Wert des Reflexionsgrades. Die aus der Näherung Gl. (167d) resultierenden Geraden sind in Bild 40a für den Extinktionskoeffizientenbereich $10^{-5} : 10^{-3}$ dargestellt. Aus dem relativ geringen Einfluß der Absorption des Mantelmaterials bei Anwendung der Fresnel-Reflexionsformeln kann man aber noch nicht wie in /36/ auf einen vom Einfallswinkel unabhängigen Reflexionsgrad R_K schließen. Immerhin führt FEP mit 3.500 dB/m als Mantelmaterial für einen 3m langen Lichtleiter mit PMMA-Kern ($d = 1,5 \text{ mm}$) bei 350 Reflexionen ($\theta_0 \approx 15^\circ$) und einem sonst verlustlosen Lichtleiter auf einen Ausgangsleistungsverlust von 7,5% der Eingangsleistung (entsprechend einem Dämpfungsbelag von $0,113 \text{ dB/m}$) ohne Berücksichtigung von Ein- und Auskoppelverlusten. Für $\theta_0 \approx 31,5^\circ$ wächst der Verlust bei 750 Reflexionen auf 29% ($\approx 0,5 \text{ dB/m}$). Experimentell konnte hier gezeigt werden, daß nach Bestreichen der Zylinderfläche eines PS-Lichtleiterkerns z.B. mit einem schwarzen Fotolack die Lichtleitereigenschaften weitgehend verloren gingen. Dies kann durch die sehr hohe Absorption des Lackes erklärt werden.

Der Beginn des nichtidealen Totalreflexionsgebietes läßt sich ebenfalls approximieren. So kann man für $\theta_2 \approx \theta_{2c}$ z.B. für den Reflexionsgrad $R_{\perp K}$ für $n_1^2 \cdot \sin^2 \theta_2 - n_2^2 \ll n_2^2 \cdot \kappa_2$ und $\kappa_2 \ll 1$ die Näherung

$$R_{\perp K} \approx \frac{n_1^2 - n_2^2 + 2 \cdot n_2^2 \cdot \kappa_2 - 2 \cdot n_2 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sqrt{\kappa_2}}{n_1^2 - n_2^2 + 2 \cdot n_2^2 \cdot \kappa_2 + 2 \cdot n_2 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sqrt{\kappa_2}} \quad (167e)$$



a)



b)

Bild 40: a) Reflexionsgrade $R_{||,\perp,K}$ als Funktion des Einfallswinkels θ_2 für $\theta_2 \leq \pi/2$

b) Reflexionsgrade $R_{||,\perp,K}$ als Funktion der Extinktion für $\theta_2 \approx \theta_{2C}$

ableiten, während für den Reflexionsgrad $R_{\parallel K}$

$$R_{\parallel K} \approx \frac{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^4 \cdot (n_1^2 - n_2^2) + 2 \cdot n_2^2 \cdot \kappa_2 - 2 \cdot n_2 \cdot \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sqrt{\kappa_2}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^4 \cdot (n_1^2 - n_2^2) + 2 \cdot n_2^2 \cdot \kappa_2 + 2 \cdot n_2 \cdot \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sqrt{\kappa_2}} \quad (167f)$$

gilt.

Gl. (167e) und (167f) sind in Bild 40b eingetragen, und zwar für Extinktionskoeffizienten κ_2 im Bereich $10^{-7} < \kappa_2 < 10^{-2}$. Die Geradengleichung im Bereich $\theta_{2C} < \theta_2 < \theta_2 + \Delta\theta_{2C}$ lautet

$$R_{\parallel, \perp K} \approx R_{\parallel, \perp K}(\theta_{2C}) + \frac{4 \cdot \left(\frac{n_2^2}{n_1}\right) \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sqrt{\kappa_2}}{n_1^2 - n_2^2 + 2n_2^2 \cdot \kappa_2 + 2 \cdot \frac{n_2}{n_1} \cdot (n_1^2 - n_2^2) \cdot \sqrt{\kappa_2}} \cdot \Delta\theta_{2C} \quad (167g)$$

wobei $R_{\parallel, \perp K}(\theta_{2C})$ aus den Gln. (167e) oder (167f) einzusetzen ist und für $\Delta\theta_{2C} = \theta_2 - \theta_{2C}$ gilt.

Bei meßtechnischen Bestimmungen der Reflexionsgrade der Kern/Mantel-Grenzfläche wurden bisher stets Lichtleiter mit einem Längen- zu Durchmesser Verhältnis $L/d \gg 1$ untersucht [38/, /57/.

Messungen an langen Lichtleitern sind wegen der in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen unvermeidlichen Strahlaufweitung, die auch eine Funktion der Ausbreitungskoordinaten ist, jedoch ungeeignet, da sie nicht ausreichend winkelselektiv sind. Es wurde daher eine experimentelle Studie an kurzen Lichtleitern durchgeführt, bei denen maximal 9 nichtideale Totalreflexionen auftraten. Da bei den Untersuchungen mit Hilfe eines umgekehrt betriebenen Teleskops (Brennweitenverhältnis $\frac{f_1}{f_2} = \frac{5}{1}$) der Gaußstrahl eines Argon-Ionen-Lasers auf einen Durchmesser von $2 \cdot w_{02} = 300 \mu\text{m}$ transformiert wurde, war die Strahlaufweitung bei Lichtleiterkerndurchmessern $d > 1,5 \text{ mm}$ bei maximal 3 Reflexionen nur gering. Der Gaußstrahldurchmesser von $300 \mu\text{m}$ und die Strahldivergenz θ_L von $2,5 \text{ mrad}$ wurden für den $4p^4D_{5/2}^0 \rightarrow 4s^2P_{3/2}$ -Übergang eines Argon-Ionen-Lasers ($\lambda_0 = 514,532 \text{ nm}$) für den TEM₀₀-Schwingungstyp experimentell mittels einer transversal und longitudinal kontinuierlich veränderlichen Meßsonde detektiert. Der Strahlparameter-Meßaufbau bestand im wesentlichen aus einer Multimodeglasfaser mit einem Kerndurchmesser von $55 \mu\text{m}$, einer geeigneten Fotodiode und einem Anzeigergerät.

Die Reflexionsgradmessungen wurden mit Quasi-Meridionalstrahlen bei Polarisation parallel und senkrecht zur Einfallsebene durchgeführt. Die Ergebnisse der Messungen an verschiedenen Kunststofflichtleitern sind in den Bildern 41 und 42 dargestellt.

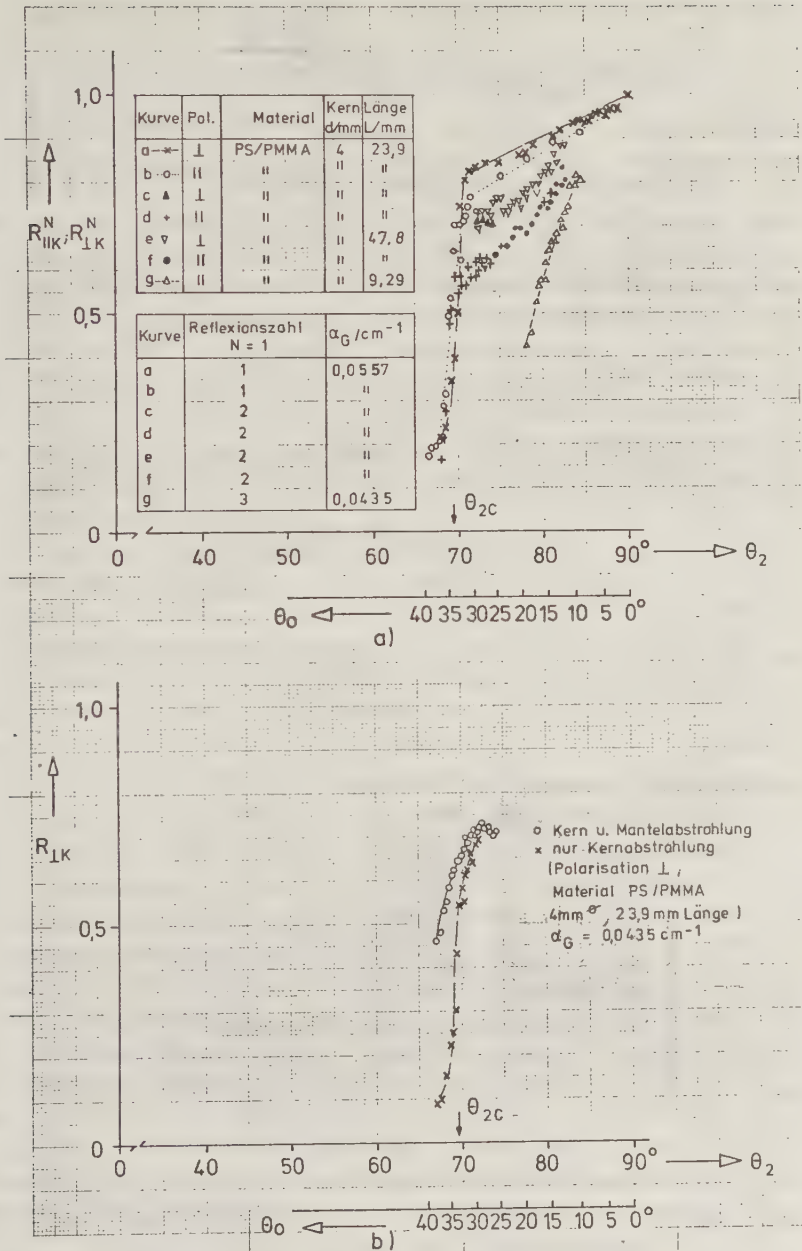


Bild 41: a) Reflexionsgrade $R_{||K}^N$ und $R_{\perp K}^N$ für die Reflexionszahlen $N = 1, 2, 3$ als Funktion des Einfallswinkels θ_2

b) Trennung von Kern- und Mantelabstrahlung bei nichtidealer Totalreflexion

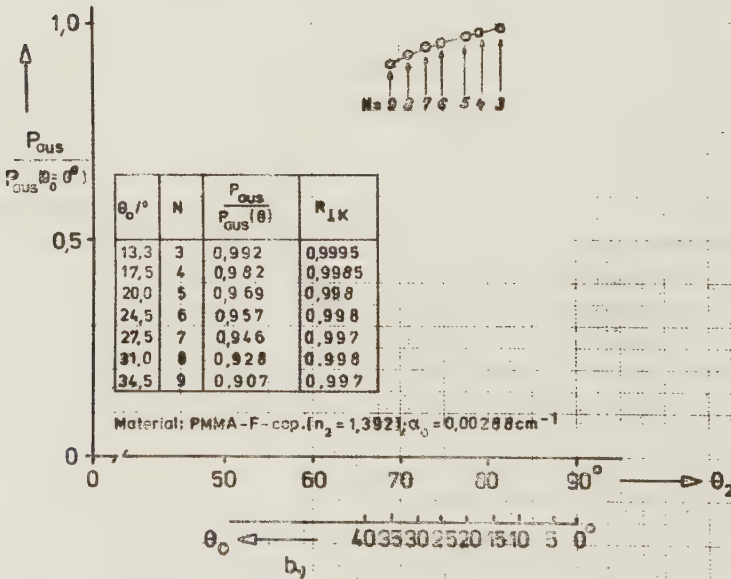
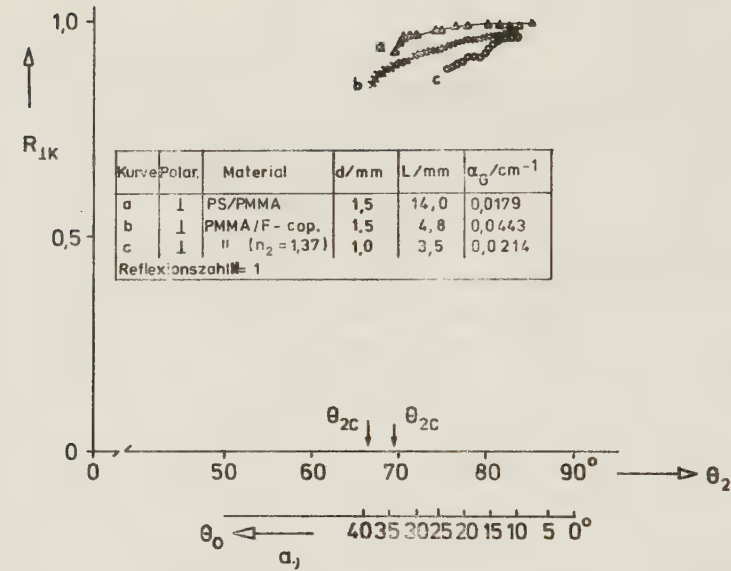


Bild 42: a) Reflexionsgrad R_{LK} für verschiedene Kerndurchmesser

b) Ausgangsleistung P_{aus} als Funktion der Reflexionszahl N und des Einfallswinkels θ_2 bei senkrechter Polarisation; Lichtleiterlänge $L = 4,9\text{cm}$

Die Berechnung der Reflexionsgrade $R_{\perp K}$ und $R_{\parallel K}$ erfolgt allgemein aus

$$R_{\parallel, \perp K}^N = \frac{P_{\text{aus}}}{(1-R_A) \cdot (1-R_E) \cdot e^{-\alpha_G \cdot L_0} \cdot P_{\text{ein}}} \quad (168)$$

wobei P_{ein} die gemessene optische Eingangsleistung, P_{aus} die optische Ausgangsleistung, R_A der aus Gl. (153a) bzw. (153b) mit $n_0=1$ zu berechnende polarisationsabhängige Fresnel-Reflexionsgrad am Lichtleitereingang, R_E der nach Gl. (153c) bzw. (153d) mit $n_4=1$ zu berechnende Reflexionsgrad am Lichtleiterausgang, L_0 die gesamte optische Weglänge nach Gl. (32), N die Totalreflexionszahl und α_G der verallgemeinerte Dämpfungskoeffizient sind, der nach Gl. (162) durch eine bei $\lambda_0=514,5\text{nm}$ durchgeführte reine Transmissionsmessung unter Berücksichtigung des Fresnel-Reflexionsgrades R für senkrechte Inzidenz, entsprechend $\theta_0=0^\circ$, für einen Lichtleiter der Länge L meßtechnisch ermittelt wurde.

Der so bestimmte verallgemeinerte Dämpfungskoeffizient ist wegen der auftretenden Strauung größer als der reine Absorptionskoeffizient des Kernmaterials. Der Einfluß des Lichtleiterherstellungsprozesses auf die Dämpfung blieb bei diesen Messungen unberücksichtigt. Bei den hier durchgeführten Untersuchungen standen Kunststoffgrundmaterialien und zu Lichtleitern verarbeitete Kernmaterialien aus herstellungsbedingten und patentrechtlichen Gründen nicht immer gleichzeitig zur Verfügung.

In den Kurven der Reflexionsgrade läßt sich der Übergang der Totalreflexion zur Normalreflexion nach Unterschreiten des Grenzwinkels θ_{2c} nur approximativ ermitteln. Hierzu wurde in der Bild 41b zugrunde liegenden Messung die Lichtleiterausgangsleistung mit und ohne Mantelabdeckung, die mittels eines extern angebrachten geschwärzten Mantelringes am Lichtleiterende vorgenommen wurde, ermittelt. Der Anteil des sekundären Mantellichtleiters äußert sich in einer Verschiebung des effektiven Grenzwinkels θ_{2c} . Alle Kurven lassen eine mehr oder weniger starke Variation bei kleinen Einfallswinkeländerungen erkennen, die einem monotonen Abfall überlagert ist. Da die Strahlauffreffstelle bei fester Einfallshöhe y_a eine Funktion des Einfallswinkels θ_0 am Lichtleiteranfang gemäß Bild 1 ist, stellt die Feinstruktur der Reflexionsgradkurven ein qualitatives Maß für die Grenzflächenbeschaffenheit dar, was teilweise bereits durch eine makroskopische Inspektion des Leuchtverhaltens an der Auftreffstelle zu erkennen war.

Obwohl die gemessenen Reflexionsgrade rein qualitativ den theoretischen Verläufen nach Bild 39 entsprechen, wobei auch die Tendenz der Polarisationsabhängigkeit richtig wiedergegeben wird, so ergibt doch ein quanti-

tativer Vergleich für das Mantelmaterial viel zu große Dämpfungswerte. Man kann nun einen effektiven Extinktionskoeffizienten $\kappa_{2\text{eff}}$ einführen, der alle nichtidealen Vorgänge bei der Reflexion an der Kern/Mantel-Grenzfläche pauschal beschreibt. Dann ergeben sich für die untersuchten Materialien folgende Werte für $\kappa_{2\text{eff}}$:

Kern	Mantelmaterial	Reflexionsgrad $R_K(\theta_2 = 80^\circ) \pm 5 \cdot 10^{-4}$	Extinktions- koeffizient $\kappa_{2\text{eff}}$	Dämpfungsbelag $a_{\text{eff}} / \frac{\text{dB}}{\text{m}}$
PS	PMMA M222	$0,89 \div 0,91$	$6 \div 7,4 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^5 \div 1,17 \cdot 10^6$
PS	PMMA	$0,985$	10^{-3}	150.000
PMMA	F-cop.($n_1=1,37$)	$0,965$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	360.000
PMMA	F-cop.($n_2=1,392$)	$0,998 \div 0,999$	$6,7 \cdot 10^{-5} \div 1,3 \cdot 10^{-4}$	$9.900 \div 19.000$

Tab. 3: Reflexionsgrad R_K , effektive Extinktion und Dämpfungsbelag

Von Potter /36/ und /38/ wurde aus Messungen der von einem Lichtleiter abgestrahlten Leistung und aus der Abstrahlungsverteilung bei Plastik/Luft-Fasern für Szintillationszwecke ein winkelunabhängiger Reflexionsgrad von $0,993 \pm 0,002$ und von Reiffel et al. /64/ unter der Annahme, daß $\alpha_G = 0$ ist, Werte von 0,96 bis 0,98 ermittelt. Diese Annahmen sind nach den vorliegenden Messungen nicht haltbar.*

Nimmt man für den Reflexionsgrad $R_{\parallel, \perp K}$ ein Potenzgesetz der Form

$$R_{\parallel, \perp K} = 1 - A(\Delta\theta_2) = 1 - A_m \cdot (\Delta\theta_2)^m \quad (167h)$$

im Bereich $0 \leq \Delta\theta_2 = \theta_1 \leq 15^\circ$ an, so lassen sich z.B. folgende Beziehungen ermitteln:

$$\begin{aligned} R_{\parallel, \perp K} &= 1 - 0,672 \cdot \Delta\theta_2^{1,15} \quad \text{für Kurve a) in Bild 41a} \\ &= 1 - 0,273 \cdot \Delta\theta_2^{1,67} \quad \text{für Kurve g) in Bild 41a} \\ &= 1 - 0,0573 \cdot \Delta\theta_2 \quad \text{für Kurve a) in Bild 42a} \\ &= 1 - 0,0076 \cdot \Delta\theta_2 \quad \text{für Bild 42b} \end{aligned}$$

$$\text{mit } \Delta\theta_2 = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin\theta_0\right) \text{ bzw. } \Delta\theta_2 = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin\theta_0 \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r_K}\right)^2 \cdot \sin^2\gamma_S}\right)$$

* Das Kern/Mantel-Grenzflächenproblem wurde von verschiedenen Autoren untersucht, wobei im wesentlichen von periodischen Durchmesseränderungen ausgegangen wurde. Für den HE_{11} -Wellentyp hat Snyder /108/ und /109/ die Umwandlung in andere Wellenformen und eine ω^2 -abhängigkeit der Leistung des abgestrahlten Feldes aus einer Näherungslösung der vektoriellen Wellengleichung abgeleitet. Eine exakte Lösung selbst für periodische Diskontinuitäten bei einem dielektrischen Lichtleiter wurde für die EH_{mn} - bzw. HE_{mn} -Wellentypen bisher nicht berichtet.

Eine andere Möglichkeit der analytischen Beschreibung der nichtidealen Totalreflexion besteht darin, die an der Grenzfläche auftretenden Verluste in zwei Gruppen zu unterteilen:

- 1.) Verluste durch verlustbehaftetes Mantelmaterial und
- 2.) Verluste durch Störungen an der Grenzfläche.

Größere Störungen an der Grenzfläche können durch seitliche Beobachtung nach Einkopplung eines Lichtstrahls in den Lichtleiter und die damit verbundene Leuchterscheinung qualitativ erkannt werden. Die wichtigsten Störungsarten sind Geometriestörungen als Folge des Kern/Mantel-Herstellungsprozesses, eingeschlossene Luftblasen, Verunreinigungen durch Fremdstoffe, Diffusionszonen und Phasengrenzen. Eine analytische Erfassung der Teilbeiträge erscheint bei einem realen Lichtleiter nicht möglich zu sein.

Der Einfluß von Geometriestörungen an der Kern/Mantel-Grenzfläche kann unter Beschränkung auf Meridionalstrahlen untersucht werden. Abweichungen vom kreiszylindrischen Querschnitt des Lichtleiters werden hierbei in einer Meridional-ebene durch eine diskretisierte Abweichungsfunktion $f_0(\vartheta_2)$ beschrieben, wobei ϑ_2 nach Bild 43 die Winkelabweichung der Normalen eines Flächenelementes eines Zylinderringes der infinitesimalen Länge dl von der Meridionalnormalen (Radiusvektor des Zylinders) ist. Die Wahrscheinlichkeit $p_{\vartheta_2}(\vartheta_2)$ für das Auftreten einer Abweichung um ϑ_2 ist eine Funktion des Einfallswinkels. Die Wahrscheinlichkeit $p_{\vartheta_2}(\vartheta_2)$ kann man aus der Wahrscheinlichkeit $p_0(\vartheta_2)$, dem Einfallswinkel ϑ_2 und aus der Abweichung ϑ_2 wie folgt berechnen:

$$p_{\vartheta_2}(\vartheta_2) = (1 - \tan\vartheta_2 \cdot \tan\vartheta_2) \cdot p_0(\vartheta_2) \quad (169a)$$

Mit Gl. (169a) kann man die Abweichungsfunktion $f_0(\vartheta_2)$ für vorgegebene Einfallswinkel ϑ_2 in $f_{\vartheta_2}(\vartheta_2)$ umrechnen. Bei der Totalreflexion kann bei gegebener Abweichungsfunktion $f_0(\vartheta_2)$ ein Koeffizient der Geometriestörung g_s bestimmt werden, indem man die Wahrscheinlichkeit $p_{\vartheta_2}(\vartheta_2 < \vartheta_{2C})$ für ein Unterschreiten des Totalreflexionsgrenzwinkels ϑ_{2C} ermittelt. Die Wahrscheinlichkeit für die Grenzwinkelunterschreitung

$$p_{\vartheta_2}(\vartheta_2 < \vartheta_{2C}) = F_{\vartheta_2}(\vartheta_2 - \vartheta_{2C}) \quad (169b)$$

folgt aus der zu $f_{\vartheta_2}(\vartheta_2)$ gehörigen Verteilungsfunktion $F_{\vartheta_2}(\vartheta_2) = \int_0^{\vartheta_2} f_{\vartheta_2}(\vartheta) \cdot d\vartheta$ und damit erhält man den Geometriestörungskoeffizienten g_s bei vernachlässigbaren Verlusten des Mantelmaterials aus:

$$R_g = 1 - g_s = \int_0^{\vartheta_{2C}} f_{\vartheta_2}(\vartheta) \cdot d\vartheta \quad (170)$$

wobei R_g ein durch Geometriestörung hervorgerufener Reflexionsgrad ist.

Die Gültigkeit der Gl. (170) und die Möglichkeit einer Erklärung der Verluste bei nichtidealer Totalreflexion setzen voraus, daß Geometriestörungen der dominierende Faktor in einer Verlustbilanz der Grenzflächen darstellen. Eine experimentelle Erfassung der Abweichungsfunktion $f_0(\vartheta_2)$ ist z.B. nach Entfernen des Lichtleitermantels durch Messung des Reflexionswinkels eines auf die von außen zugängliche Kernoberfläche fokussierten Laserstrahls (Gaußstrahlradius $w_0 \leq 20 \cdot \lambda_0$) prinzipiell möglich. Nimmt man vereinfachend die in Bild 43 angegebenen diskreten Verteilungen für $f_0(\vartheta_2)$ an, so läßt sich mittels der Gln. (169a) und (170) der ebenfalls in Bild 43 dargestellte Verlauf des aus Geometrieabweichungen definierten Reflexionsgrades R_g ermitteln.

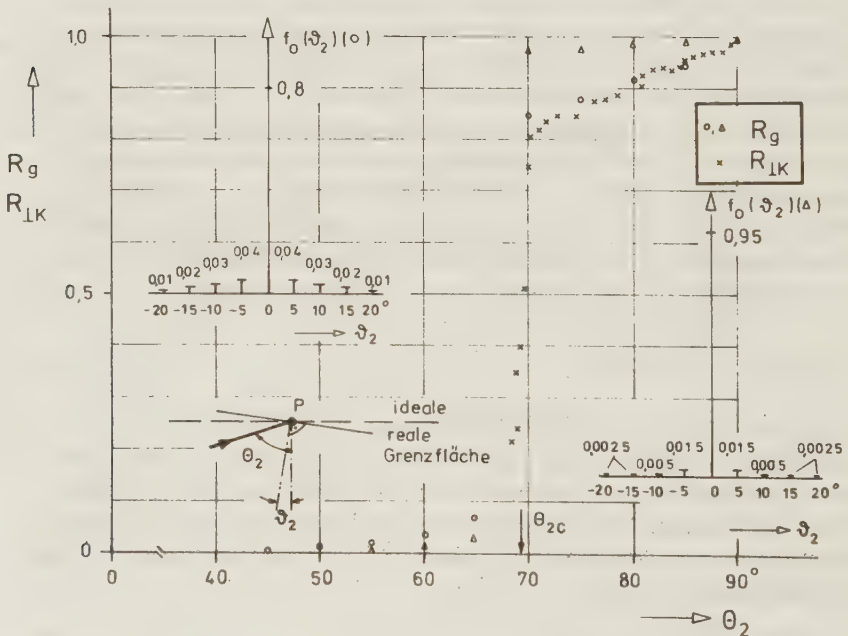


Bild 43: Reflexionsgrad R_g als Funktion des Einfallswinkels θ_2 für zwei Abweichungsfunktionen $f_0(\vartheta_2)$. ($\times \hat{=} R_{LK}$ -Kurve Nr. a aus Bild 41 zum Vergleich)

Aus Bild 43 ist zu erkennen, daß die Berücksichtigung einer Geometriestörung durch eine diskrete Abweichungsfunktion eine Möglichkeit darstellt, die Abweichung des experimentell bestimmten Reflexionsgrades bei der nichtidealen Totalreflexion vom Idealwert "1" zu erklären. Voraussetzung allerdings ist

die Dominanz dieses Verlustbeitrages. Die quantitative Auswertung kann durch eine hinsichtlich der äquidistanten Diskretisierungsstufen als Funktion von ϑ_2 und bezüglich der diskreten Funktionswerte $f_0(\vartheta_2)$ geeignete Wahl erfolgen. Wegen der Voraussetzung einer Meridionalstrahlenbetrachtung kann diese Abweichungsmethode nicht auf längere Lichtleiter ausgedehnt werden. In Bild 43 wurde der meßtechnisch ermittelte Verlauf des Reflexionsgrades (Kurve a aus Bild 41) zum Vergleich aufgetragen, und es ist zu erkennen, daß die gewählte Abweichungsfunktion, die eine "Grenzflächen-Idealität" von 80% bei einer gleichzeitigen Extremabweichung von 1% für $\vartheta_2 = \pm 20^\circ$ annimmt, eine gute Approximation unter den genannten Prämissen darstellt.

Wenn man eine rotationssymmetrische Durchmesservariation annehmen kann, lassen sich eventuell die Ergebnisse des Lichtleiters mit variablem Durchmesser nach Abschnitt 2.2.1.4 bei einer quasi-kontinuierlichen Abweichungsfunktion $f_0(\vartheta_2)$ einbeziehen.

Läßt man bei einer Analyse die Voraussetzung der ebenen, unendlich ausgedehnten Welle fallen und betrachtet die nichtideale Totalreflexion eines Strahls endlichen Durchmessers, so kommt es nach Bild 44 zu einer Strahlversetzung und zu einer partiellen Ausbreitung im angrenzenden Medium /65/, /66/, /67/, /68/ und /78/.

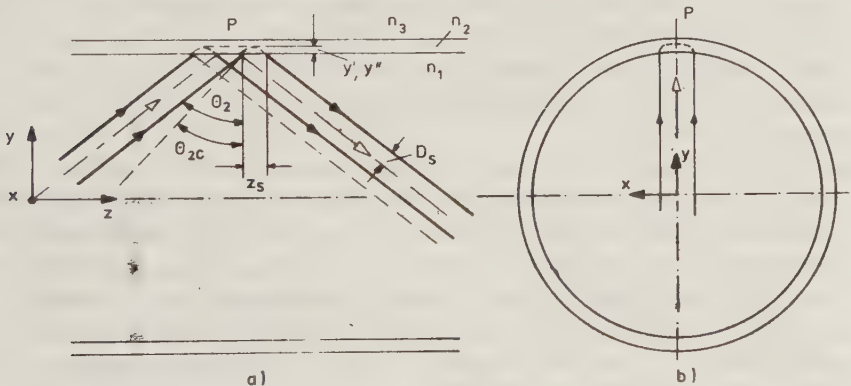


Bild 44: a) Strahlversetzung und partielles Eindringen eines Strahlenbündels bei der Totalreflexion
b) Einfluß der Flächenkrümmung auf das Eindringen der quergedämpften Stützwelle in den Lichtleitermantel

Eine zu große Eindringtiefe kann man nach Gl. (165) bei einem stark absorbierenden Lichtleitermantel durch die Wahl eines Kerns mit großem Brechungsindex bzw. durch eine große Brechungsindexdifferenz verhindern.

Von Artmann /66/ wurden die Strahlversetzungen $D_{||, \perp S}$ als Beugungserscheinung für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiert einfallendes Licht der Wellenlänge λ_0 für den von Goos et al. /65/ experimentell untersuchten Fall $\theta_2 \approx \theta_{2C}$ aus der bei der Totalreflexion auftretenden Phasenverschiebung $\varphi_{||, \perp}(\theta_2)$ entsprechend $D_{||, \perp S} = -\frac{\lambda_0}{2\pi \cdot n_1} \cdot \frac{d\varphi_{||, \perp}(\theta_2)}{d\theta_2}$ berechnet. Eine Verallgemeinerung ergibt:

$$D_{||S} = \frac{\lambda_0 \cdot \sin\theta_2}{\pi \cdot \sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2\theta_2 - n_2^2}} \cdot \frac{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cdot \cos^2\theta_2 + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \sin^2\theta_2 - 1} \quad (171)$$

$$D_{\perp S} = \frac{\lambda_0 \cdot \sin\theta_2}{\pi \cdot \sqrt{n_1^2 \cdot \sin^2\theta_2 - n_2^2}} \quad (172)$$

woraus mit $\theta_2 \approx \theta_{2C}$ die in /66/ angegebenen Relationen folgen und zu erkennen ist, daß $D_{\perp S} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot D_{||S} > D_{||S}$ gilt.

Die polarisationsabhängige Reflexionspunktversetzung $z_{||, \perp S}$ erhält man aus

$$z_{||, \perp S} = \frac{D_{||, \perp S}}{\cos\theta_2} \quad (173)$$

Da als Folge des endlichen Strahlenbündeldurchmessers in einem zylindrischen Lichtleiter in Verbindung mit Verlustmechanismen die Voraussetzung zur Erhaltung linear polarisierten Lichtes bei den sukzessiven Totalreflexionen an der Kern/Mantel-Grenzfläche nicht erfüllt ist, kann man Strahlversetzungsuntersuchungen nur für einen geeigneten Mittelwert aus Gl. (171) und (172) durchführen.

Auf die Endlichkeit der Strahlversetzung beim Grenzwinkel θ_{2C} infolge der endlichen Strahlapertur hat Wolter /103/ hingewiesen. Das von Tamir et al. /130/ beschriebene zusätzliche Auftreten einer "lateralen- oder Kopfwelle" bei der Totalreflexion kann bislang für Lichtleiter mit mehreren Totalreflexionen nicht analytisch formuliert werden. Wegen der experimentell nachgewiesenen geringen Intensität /131/, wird dieser Effekt hier nicht weiter betrachtet. Bezogen auf die experimentelle Erkenntnis, daß ein angrenzendes inhomogenes Medium den Lateralwelleneffekt vergrößert, kann für Lichtleiter gefolgert werden, daß ein radial nach außen gerichteter Brechungsindexgradient (z.B. herstellungsbedingte Druckspannungen) im Lichtleitermantel vermieden werden sollte.

Man kann nun den Strahlversetzungseffekt in einem absorbierenden Medium auf den Lichtleiter übertragen, wenn man die Grenzfläche in einer ersten Näherung als eben betrachtet, d.h. für $r_K \gg$ Strahlbündeldurchmesser. Die optische Weg-

länge l_{OT} im Mantel eines geraden Lichtleiters erhält man dann für einen Meridionalstrahl mit $\Theta_2 > \Theta_{2C}$ aus

$$l_{OT} \approx N \cdot z_S = \frac{\lambda_0 \cdot L}{\pi \cdot d} \cdot \frac{1}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \Theta_0}} \quad (174)$$

und daher den Strahlversetzungsdämpfungsbelag a_T zu

$$a_T \approx l_{OT} \cdot a_2 \quad (175)$$

wobei a_2 der Grundmaterialdämpfungsbelag des Mantels ist. Damit erhält man für einen 3m langen Lichtleiter bei einem Durchmesser von $d=1,5\text{mm}$ und den Brechungsindizes $n_0=1$, $n_1=1,492$ und $n_2=1,392$ die folgenden optischen Weglängen im Mantel bei $\lambda_0=514,5\text{nm}$ für $\Theta_0=15^\circ$: $l_{OT}=695\mu\text{m}$ und für $\Theta_0=31,5^\circ$ ($\Theta_2=\Theta_{2C} + 0,6^\circ$): $l_{OT}=2,64\text{mm}$. Bei einem Dämpfungsbelag $a_2=a_G=3500\text{dB/m}$ des Mantels bedeutet dies eine allein durch die Weglänge im Mantel bedingte Strahlversetzungsämpfung von 2,43 bzw. 9,24dB entsprechend einem Leistungsverlust von 42,9 bzw. 88%. Berücksichtigt man noch die durch nichtideale Totalreflexion entstehenden Verluste entsprechend R_K^N nach Gl. (167d), so muß man theoretisch bei $\Theta_0=15^\circ$ mit 2,54dB und bei $\Theta_0=31,5^\circ$ mit 9,74dB Totalreflexionsverlusten rechnen, wobei die Verluste durch die Strahlversetzung überwiegen. Obwohl die optische Weglänge im Lichtleiterkern viel größer ist als der Strahlenweg im Mantel bei Berücksichtigung einer Strahlversetzung in einem absorbierenden Medium, so ist insbesondere für Strahlen mit $\Theta_0 \lesssim \Theta_{0C}$ eine zusätzliche Lichtleiterdämpfung zu berücksichtigen.

Wenn man beim obigen Lichtleiterbeispiel für $\Theta_0=30^\circ$ Leistungsverluste von 20%, 10% oder 5% durch nichtideale Totalreflexion zulassen will, so darf das Mantelmaterial bei einem verlustlosen Kern nach Gl. (167d) und (175) die Grundmaterialdämpfungsbelagwerte von 560dB/m, 260dB/m oder 130dB/m nicht überschreiten.

Von Richter /107/ wurden Lichtleiter mit dielektrischen Verlusten in Kern und Mantel theoretisch untersucht. Aus einer näherungsweise gültigen Lösung der Wellengleichung für den verlustbehafteten Wellenleiter wird ein Dämpfungskoeffizient bestimmt, in dem die Verluste von Kern und Mantel gleichgewichtig eingehen. Damit läßt sich zeigen, daß es gemäß Gl. (158) zu einer radial vom Kern in den Lichtleitermantel abfließenden Leistung kommt, wobei die verlorengehende Leistung näherungsweise dem Quadrat des Mantelabsorptionskoeffizienten proportional ist, wenn die Mantelabsorption größer als die Kernabsorption ist.*

* Neuere theoretische Untersuchungen liegen für 20:40µm dicke Vielwellentypen-Glaslichtleiter bezüglich des Dämpfungseinflusses von Mantel- und äußerem Schutzmaterial auf die niedrigsten HE₁₁-Wellentypen vor /138/.

3.1.6 Der Transmissionsgrad bei Lichtleitern

Berechnungen der Transmission bei Lichtleitern wurden z.B. von Kapany et al. /37/, Potter /38/, Potter et al. /39/, Kapany /77/, Allan /43/, Lisitsa /42/ und Tréheux et al. /74/ durchgeführt. Meist wurden jedoch nur Sonderfälle wie gerade Lichtleiter unter Verwendung eines "Lambertstrahlers" als Quelle betrachtet und die Rechnungen erfolgten ohne Einbeziehung der Verluste. Maxia et al. /72/ beschränken sich auch auf gerade Lichtleiter, da sie durch die Annahme einer statistischen Strahlenverteilung um die optische Achse gekrümmte Lichtleiter ausschließen. Bei Dämpfungskoeffizienten von $0,005\text{cm}^{-1}$ wird, entgegen den Aussagen der hier vorangegangenen Erörterungen über Verlustbeiträge, in /72/ eine verlustlose Betrachtung durchgeführt. Erste theoretische Untersuchungen der Übertragung mit gekrümmten und konischen Lichtleitern liegen in /69/ und /70/ vor. Richter /69/ schränkt dabei den auf den Kernradius r_K bezogenen Lichtleiterkrümmungsradius r auf $r \geq 100 \cdot r_K$ ein, setzt für die optische Weglänge und für die Gesamtzahl der Reflexionen die Ergebnisse des geraden Lichtleiters ein und betrachtet den Totalreflexionsgrad als winkelunabhängig. Dies ist aber nach den Ausführungen in den Abschnitten 2.2.1.3 und 3.1.5 strenggenommen nicht erlaubt. Sirohi /70/ nimmt z.B. den Reflexionsgrad R_K der nichtidealen Totalreflexion mit 0,99 fest an. Von Snyder et al. /74/ wurde die Transmission für halb-unendlich ausgedehnte (verlustlose) Lichtleiter mit wellenoptischen Methoden berechnet und die Methode der Geometrischen Optik zur Ermittlung der Transmission kohärenten Lichtes in Frage gestellt. Da in /74/ aber von Lichtleitern mit sehr geringer Brechungsindexdifferenz Δn nach Gl. (3) und von Brechungswinkeln $\theta_1 \ll 1$ ausgegangen wird mit den daraus resultierenden Näherungen, so ist diese Methode insbesondere für Lichtleiter mit einer relativ kleinen ausbreitungsfähigen Wellentypenzahl geeignet. Mit dem dimensionslosen Parameter der normierten Frequenz $V = \frac{2\pi \cdot r_K}{\lambda_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ nach Snyder /75/ erhält man nach Snyder et al. /76/ die Zahl N_V der ausbreitungsfähigen Wellentypen näherungsweise aus $N_V \approx V^2/2$. Für die hier im wesentlichen untersuchten Lichtleiter mit $n_1 = 1,59$ (1,492) und $n_2 = 1,492$ (1,392) erhält man bei einem Kerndurchmesser $d = 1,5\text{mm}$ bei einer Wellenlänge $\lambda_0 = 514,5\text{nm}$ die normierte Frequenz $V \approx 5,03 \cdot 10^3$ ($4,92 \cdot 10^3$) und eine Wellentypenzahl von $N_V \approx 1,27 \cdot 10^7$ ($1,2 \cdot 10^7$), wodurch eine Summierung der Beiträge der einzelnen Wellentypen nach /74/ nicht mehr sinnvoll ist.

Definiert man den Transmissionsgrad T_{LS} eines Lichtleiters als Quotient der optischen Ausgangs- zur optischen Eingangsleistung

$$T_{LS} = \frac{P_{\text{aus}}(\theta_o, r_o, \gamma_s)}{P_{\text{ein}}(\theta_o)} \quad , \quad (176)$$

so kann man unter Berücksichtigung der für ideale und reale Lichtleiter gültigen Beziehungen den Transmissionsgrad im Hinblick auf experimentelle Untersuchungen für gerade Lichtleiter wie folgt berechnen. Die Eingangsleistung $P_{\text{ein}}(\theta_0)$ ergibt sich für den zulässigen Aperturkonus aus

$$P_{\text{ein}}(\theta_0) = 2\pi^2 \cdot r_K^2 \cdot \int_0^{\theta_0} I(\theta'_0) \cdot \sin\theta'_0 \cdot d\theta'_0 \quad (177)$$

wobei $I(\theta'_0)$ die Intensitätsverteilung (Leistungsdichte) vor dem Lichtleiteranfang beschreibt.

Wegen der Symmetrieeigenschaften eines zylindrischen Lichtleiters gilt für die einem Eingangs-Hohlkonus zwischen θ_0 und $\theta_0 + d\theta_0$ entsprechende Ausgangsleistung dP_{aus}

$$d^3P_{\text{aus}}(\sigma, r_0, \gamma_s) = 2\pi \cdot I(\sigma) \cdot [1 - R_A] \cdot [1 - R_E] \cdot R_K^{N_S(\sigma, r_0, \gamma_s)} \cdot \exp[-\alpha_L(f) \cdot L_{OS}] \cdot \sin\sigma \cdot d\sigma \cdot r_0 \cdot dr_0 \cdot d\gamma_s \quad (178)$$

Hierbei stellt R_A den Reflexionsgrad am Lichtleiteranfang dar, der unter Beachtung der Polarisierung und Extinktion aus Gl. (153) berechnet werden kann. Vielfach genügt auch die Anwendung der Gln. (153a u. b) mit $\kappa_1 \approx 0$. R_E ist der Reflexionsgrad am Lichtleiterende und wird aus Gl. (153c u. d) berechnet. Für lange, verlustbehaftete Lichtleiter kann R_E durch den Fresnel-Reflexionsgrad bei senkrechter Inzidenz $R_E = \left(\frac{n_1 - n_4}{n_1 + n_4}\right)^2$ angenähert werden, da die Abstrahlung unpolarisiert ist und unter einem Winkel $< 30^\circ$ erfolgt, wie eigene experimentelle Untersuchungen an Kunststofflichtleitern gezeigt haben. Der Reflexionsgrad R_K repräsentiert die winkelabhängigen Absorptions-, Geometrie- und Streuverluste an der Kern/Mantel-Grenzfläche und wird nach den Vorschlägen des Abschnittes 3.1.5 ermittelt. Der Lichtleiterdämpfungskoeffizient α_L wird näherungsweise gleich α_G gesetzt, kann aber in Wirklichkeit aus technologischen Gründen vom Grundmaterialwert abweichen. Die Strahlstartparameter werden durch r_0 und γ_s beschrieben. Durch die aus Gl. (106) abgeleitete Substitution

$$\sin\sigma \cdot d\sigma = \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \frac{\sin\theta_{OS} \cdot \cos\theta_{OS}}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2\theta_{OS}}} \cdot d\theta_{OS}$$

kann man Gl. (178) umformen und erhält nach Integration für den Transmissionsgrad

$$\begin{aligned}
 T_{LS}(\theta_{OS}) = & \frac{1}{2\pi^2 \cdot r_K^2 \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \int_0^{\pi/2} I(\theta_{OS}) \cdot \frac{\sin\theta_{OS} \cdot \cos\theta_{OS}}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2\theta_{OS}}} \cdot d\theta_{OS}} \cdot \\
 & \cdot \left\{ 2\pi^2 \cdot r_K^2 \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \int_0^{\theta_{OS} = \theta_{OS} < \theta_a/2} I(\theta_O) \cdot [1 - R_A(\theta_O)] \cdot [1 - R_E] \cdot R_K^{N(\theta_O)}(\theta_O) \cdot \exp[-\alpha_L \cdot L_O(\theta_O)] \cdot \right. \\
 & \cdot \frac{\sin\theta_O \cdot \cos\theta_O}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2\theta_O}} \cdot d\theta_O + 2\pi \cdot \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \int_{\theta_a/2}^{\theta_{OS} \leq \pi/2} I(\theta_{OS}) \cdot [1 - R_A(\theta_{OS})] \cdot [1 - R_E] \cdot \exp[-\alpha_L \cdot L_{OS}(\theta_{OS})] \cdot \\
 & \cdot \frac{\sin\theta_{OS} \cdot \cos\theta_{OS}}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2\theta_{OS}}} \cdot \int_{r_{Omin}}^{r_K} r_O \cdot \left[\int_{\gamma_{sm}}^{\pi - \gamma_{sm}} R_K^{N_S}(\theta_{OS}, r_O, \gamma_S) \cdot d\gamma_S + \right. \\
 & \left. + \int_{\pi + \gamma_{sm}}^{2\pi - \gamma_{sm}} R_K^{N_S}(\theta_{OS}, r_O, \gamma_S) \cdot d\gamma_S \right] \cdot dr_O \cdot d\theta_{OS} \left. \right\} \quad (179)
 \end{aligned}$$

wobei N aus Gl. (28), $N_S(\theta_{OS}, r_O, \gamma_S)$ aus Gl. (123), I_O aus Gl. (32), L_{OS} aus Gl. (125), die Integrationsgrenze θ_a aus Gl. (20), r_{Omin} aus Gl. (112b) und γ_{sm} aus Gl. (111) eingesetzt werden müssen. Die Trennung der Integrale ist identisch mit der Trennung zwischen Meridional- und Nichtmeridionalstrahlen. Die Integration von $\theta_a/2$ bis $\pi/2$ im 1. Integral im Zähler kann vernachlässigt werden, da in diesem Fall im Integranden für R_K die z.B. Bild 39 entsprechenden Werte $< 0,6$ eingesetzt werden müssten, was bei den hier vorkommenden relativ großen Reflexionszahlen jedoch keinen Beitrag zur Gesamttransmission bringt. Gl. (179) wurde numerisch ausgewertet für den Fall, daß alle einfallenden Strahlen unabhängig von Einfallswinkel θ_O gleiche Intensität besitzen, d.h. für $I(\theta_{OS}) = I_O$. In diesem Fall erhält man als Normierung den Ausdruck

$$2\pi^2 \cdot r_K^2 \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \cdot \sin^2\theta_{OS}}\right) \cdot$$

In Bild 45 ist das Ergebnis aus Gl. (179) für verschiedene n_1, n_2, n_0, R_K ,

α_L , L und r_K -Werte dargestellt. Die numerische Auswertung erfolgte mit einem Rechner vom Typ TR440.

$$n_1 = 1,492; \quad n_2 = 1,392; \quad n_0 = 1$$

$$\text{Kurve 1: } r_K = 0,75\text{mm}, L = 3\text{m}, \alpha_L = 0,00069\text{cm}^{-1}; R_K = 1$$

$$2: r_K = 1,0 \text{ mm}, L = 3\text{m}, \alpha_L = 0,00069\text{cm}^{-1}; R_K = 1$$

$$\text{Kurve 3-10: } R_K = 1 - 0,0076 \cdot \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin\theta_0\right)$$

$$3: r_K = 0,75\text{mm}, L = 0,1\text{m}, \alpha_L = 0,00069\text{cm}^{-1}$$

$$4: r_K = 0,75\text{mm}, L = 1 \text{ m}, \alpha_L = 0,00069\text{cm}^{-1}$$

$$5: r_K = 0,75\text{mm}, L = 2 \text{ m}, \alpha_L = 0,00069\text{cm}^{-1}$$

$$6: r_K = 0,75\text{mm}, L = 3 \text{ m}, \alpha_L = 0,00069\text{cm}^{-1}$$

$$7: r_K = 0,75\text{mm}, L = 5 \text{ m}, \alpha_L = 0,00069\text{cm}^{-1}$$

$$8: r_K = 1,0 \text{ mm}, L = 3 \text{ m}, \alpha_L = 0,00069\text{cm}^{-1}$$

$$9: r_K = 0,25\text{mm}, L = 3 \text{ m}, \alpha_L = 0,00115\text{cm}^{-1}$$

$$n_1 = 1,59; \quad n_2 = 1,492; \quad n_0 = 1$$

$$\text{Kurve 10: } r_K = 0,75\text{mm}, L = 3\text{m}, \alpha_L = 0,0023\text{cm}^{-1}$$

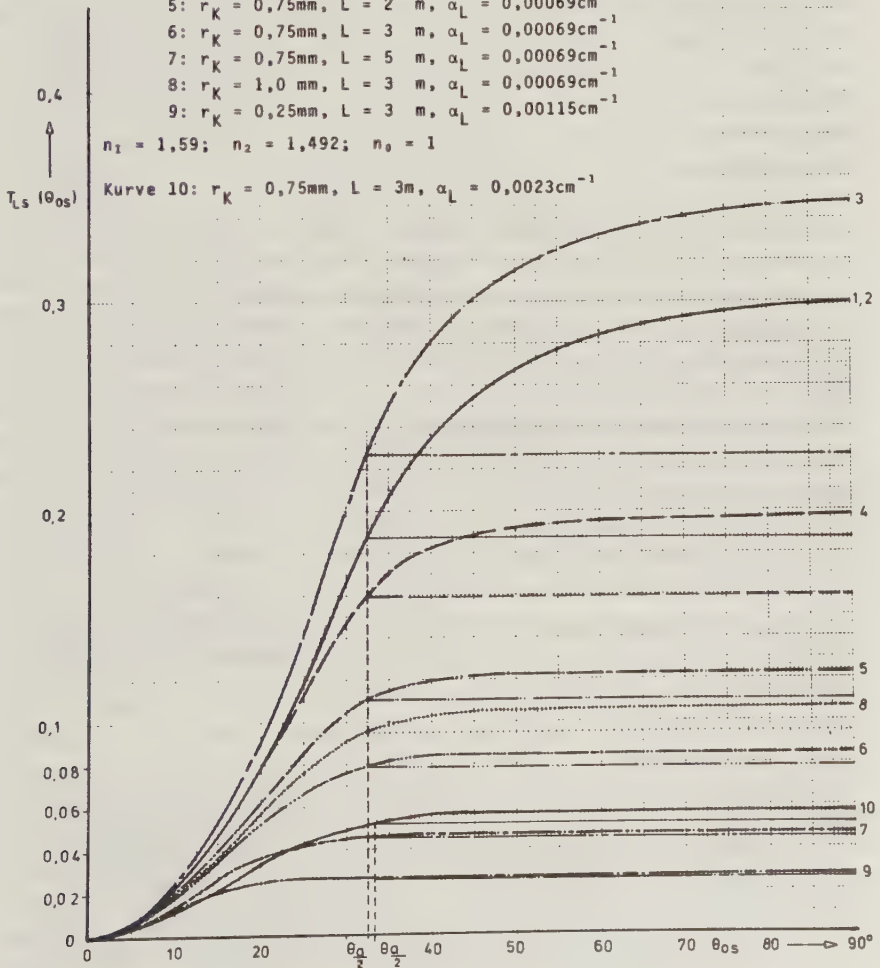


Bild 45: Transmissionsgrad nach Gl. (179)

Die Kurven lassen den Einfluß des Nichtmeridionalstrahlenanteils als Abweichung von der sich für $\theta_{OS} > \theta_a/2$ ergebenden Meridionalstrahlengeraden erkennen. Insbesondere bei relativ kurzen Lichtleitern (Kurve 3) haben Nichtmeridionalstrahlen einen nichtvernachlässigbaren Anteil am Transmissionsgrad T_{LS} . Zum Vergleich sind in Kurve 1 und 2 ideale Grenzflächen zwischen Kern und Mantel angenommen ($R_K = 1$).

Prinzipiell lassen sich auch Formulierungen bezüglich des sekundären Lichtleiters, der durch den Lichtleitermantel gebildet wird, in die Berechnung eines Gesamttransmissionsgrades T_{LMS} einbeziehen. Die Integrationen werden aber sehr umfangreich in der numerischen Berechnung. Es soll hier eine mehr anschauliche Interpretation des Mantelanteils an der Gesamttransmission an die Stelle einer Anwendung der in Abschnitt 2.2.2.1 abgeleiteten Beziehungen für den sekundären Lichtleiter treten. Fällt die Eingangsleistung P_{ein} in einem Vollkonus zentral auf den Lichtleiteranfang, so kann man diese Leistung in einer Meridionalstrahlanalyse zunächst in 2 winkelabhängige Anteile zerlegen. Die für $\theta_o < \theta_{oc}$ einfallende Leistung P_K wird im Idealfall aufgrund von sukzessiven Totalreflexionen übertragen, während die für $\theta_o > \theta_{oc}$ vorhandene Leistung P_{MU} den Kern teilweise verläßt. Die Leistung P_{KMU} wird für $\theta_o < \theta_{am}/2$ nach Gl. (22) als Leistung P_M im Mantel geführt; für $\theta_o > \theta_{am}/2$ verläßt der Anteil P_U den Lichtleiter. Der Anteil P_M kann noch weiter zerlegt werden in einen Anteil P_{MK} , der einem Zick-Zack-Verlauf durch Kern und Mantel entspricht und in einen Anteil P_{KM} , der die Normalreflexion an der Grenzfläche Kern/Mantel zur Ursache hat. Diese Leistung P_{KM} kann aber bei den hier untersuchten Lichtleitern für $\theta_o > \theta_a/2$ entsprechend dem in Bild 39 dargestellten Reflexionsgrad $R_K < 0,6$ bei Reflexionszahlen $N > 15$ gegenüber P_{MK} ($P_M \approx P_{MK}$) vernachlässigt werden. Berücksichtigt man darüber hinaus noch einen außerhalb der Kernfläche am Lichtleiteranfang in den Mantel eingekoppelten Leistungsanteil P_A , der sich wiederum aus einem im Mantel geführten Anteil P_{AM} und aus einem abgestrahlten Anteil P_{AU} zusammensetzt, so lautet die Gesamtbilanz

$$P_{ein,ges} = P_{ein} + P_A = P_K + P_{MK} + P_{AM} + P_U + P_{AU} = P_{LL} + P_R \quad (180)$$

wobei P_{LL} die zur Transmission zur Verfügung stehende Leistung ist, während P_R den abgestrahlten Anteil angibt. Die Berechnung der Transmission T_{LS} nach Gl. (179) berücksichtigt die Anteile P_{MK} und P_{AM} nicht, d.h. im Idealfall wird eine größere Leistung übertragen, wenn man den sekundären Lichtleiter mitberücksichtigt. Für kurze Lichtleiter ($L/d < 100$) kann bei Leistungsbeurteilungen der Mantelanteil an der Übertragung nicht mehr vernachlässigt werden, wie auch das Beispiel in Bild 41b bereits zeigte.

4. Die Übertragung hoher optischer Leistungen mit Kunststofflichtleitern

Während bei Lichtleitern für die Nachrichten- und für die Bildübertragung die zu übertragenden Dauerstrichleistungen im Milliwatt-Bereich liegen, werden für Beleuchtungszwecke bereits heute Leistungen von ca. 1 Watt verschiedener Weißlichtquellen in Glasfaserbündel eingekoppelt und übertragen. Daran schließt sich das Gebiet der Lichtleiter für die Übertragung höherer optischer Leistungen an, wie sie z.B. zur Materialbearbeitung und in der Medizin benötigt werden. Auch für Beleuchtungszwecke wäre eine höhere übertragbare Leistung oft wünschenswert. Aus Gründen der bislang verwendeten Bündellichtleiter aus Glas ist jedoch eine obere Grenze durch die Kittsubstanzen gegeben.

Eine geeignete, obwohl nicht ausschließliche Lichtquelle für höhere optische Leistungen stellt der Laser dar. Der Laser ist aufgrund der geringen Divergenz und der damit verbundenen hervorragenden Bündelbarkeit der erzeugten Strahlung zur Kombination mit einem Lichtleiter prädestiniert. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit wurde für die Erfordernisse der endoskopischen, therapeutischen Photokoagulation blutender Schleimhautläsionen oder potentieller Blutungsquellen im Gastrointestinaltrakt des Menschen ein geeigneter Lichtleiter ermittelt und beurteilt.

Unter Endoskopie ist die Methodik der Inspektion von Körperhöhlen und Hohlorganen mittels starrer oder flexibler Instrumente, den Endoskopen, zu verstehen. Den Stand der Endoskopie heute vermittelt die Spezialliteratur /79/ . Zur Beleuchtung und Beobachtung an schwer zugänglichen Stellen in Apparaturen und Geräten im weitesten Sinne werden sogenannte Technoskope verwendet. Endoskop und Technoskop verfügen heute in der Regel über eine flexible Glasfaseroptik, die in den Grundzügen auf Hirschowitz et al. /16/ zurückgeht. Die Existenz elektromagnetischer Lichtwellen vermittelt uns über den physiologischen Detektor Auge visuelle Informationen /26/ .

In Zusammenarbeit mit der Medizinischen Klinik mit Poliklinik der Universität Erlangen-Nürnberg wurde der Laser in Freiraumversuchen auf seine Verwendbarkeit zur Photokoagulation untersucht und die Ermittlung von Schwellwerten zur Zeitdauer-Leistungs-Wahl vorgenommen /25/ . Photokoagulation ist das Ergebnis einer Umwandlung von auftreffender optischer Energie in thermische Energie verbunden mit chemischen Umwandlungen im Gewebe. Der Wirkungsgrad dieses Effektes ist von den optischen Eigenschaften der Transmission, Absorption und Reflexion des bestrahlten Gewebes abhängig. Die optischen Beschreibungsgrößen sind im allgemeinen wellenlängenabhängig. Die von Reidenbach et al. /80/ an 10 bis 300µm dicken Blutschichten durchgeführten Messungen zeigten, daß die verschiedenen Wellenlängen des Argon-Ionen-Lasers nicht wie von Kiefhaber et al.

in /81/ berichtet, mit dem Absorptionsmaximum zusammenfallen, sondern vielmehr in einem relativen Minimum zwischen einem Hauptmaximum bei 425nm und einem Doppelmaximum bei 540 und 580nm liegen. Die Notwendigkeit der kontrollierbaren Erzeugung der erforderlichen Quasi-Dauerstrichleistungen über Zeitintervalle von mehreren Sekunden im Wattbereich und die Existenz des Argon-Ionen-Lasers mit seinen Emissionswellenlängen zwischen $\lambda_0 = 454,5\text{nm}$ und $\lambda_0 = 514,5\text{nm}$ haben diesen Lasertyp für Photokoagulationszwecke zur Zeit als Mittel der Wahl ergeben, da außerdem von Frühmorgen et al. /82/ nachgewiesen wurde, daß die Absorption des grün-blauen Laserlichtes weitgehend selektiv durch die zu behandelnden Areale erfolgt und für die Umgebung gewebeschonend ist. Eine Kombination mit einem Krypton-Ionen-Laser könnte bei Verwendung der Wellenlängen 476,5nm, 530,8nm und 568,2nm zu einer Optimierung der Photokoagulationslichtquelle führen. Zur Behandlungsstelle im Gastrointestinaltrakt muß nun das Laserlicht auf gekrümmten Weg übertragen werden. Dies kann nur erfolgreich mittels eines flexiblen Lichtleiters geschehen.

4.1 Erfordernisse an einen Lichtleiter zur raschen ortsveränderlichen

Leistungsübertragung

Damit am distalen Ende eines Lichtleiters z.B. zur endoskopischen Photo-koagulation eine genügend kleine Fleckgröße des austretenden Strahls mit der erforderlichen Leistungsdichte zur Erwärmung und Strukturveränderung des Gewebes erzielt werden kann, sind von einem Übertragungsmedium für höhere Lichtleistungen im wesentlichen folgende Forderungen aus den verschiedensten Eigenschaftsbereichen zu erfüllen:

I. Optische Eigenschaften:

1. Geringe optische Dämpfung
2. Hohe optische Leistungsfestigkeit
3. Genügend kleine Strahldivergenz am distalen Ende
4. Geeignete Intensitätsverteilung mit variabler Fleckgröße des bestrahlten Areals
5. Geringe seitliche Abstrahlung

II. Mechanische Eigenschaften:

6. Genügend kleiner Querschnitt und ausreichende Länge
7. Ausreichende Flexibilität für alle denkbaren endoskopischen Einsätze
8. Hohe mechanische Robustheit
9. Problemlose Handhabung
10. Integrierbarkeit in handelsübliche Endoskope

III. Thermische und chemische Eigenschaften:

11. Ausreichende thermische Stabilität
12. Ausreichende chemische Beständigkeit
13. Toxische Unbedenklichkeit

Jede andere Applikation eines Lichtleiters zur Übertragung höherer optischer Leistungen kann spezifische Änderungen des obigen Pflichtenplans mit sich bringen. In der überwiegenden Zahl der Anwendungen sind verschiedene Forderungen kontradiktorisch und können nur durch eine Optimierung problemorientiert erfüllt werden.

In der Medizin sind Anwendungen der Lichtleiter für höhere optische Leistungen in folgenden Teilgebieten diskutabel: Chirurgie (z.B. Parenchymschnitte), Ophthalmologie (z.B. Photokoagulationen am Augenhintergrund), Dermatologie (z.B. Tumorbehandlung), Gynäkologie, Urologie (z.B. Operation parenchymatöser Organe) und Neurochirurgie (z.B. zur Koagulation). Geeignete Modifikationen z.B. durch Linsentransformationen am distalen Lichtleiterende können aus einem Lichtleitertyp mit aufgrund eines divergent austretenden Strahlenbündels vorwiegend koagulierender Wirkung einen solchen mit schneidender Charakteristik machen. Abgesehen von der am distalen Lichtleiterende vorzunehmenden Maßnahme werden an einen Lichtleiter für den endoskopischen Einsatz insbesondere im Hinblick auf die Flexibilität große Anforderungen gestellt, so daß diese Applikation bei den folgenden Betrachtungen als richtungsweisend behandelt wurde. Der Einsatz eines Lichtleiters für höhere optische Leistungen in der Chirurgie wird entscheidend durch die Wahl der zu applizierenden Wellenlänge bestimmt. Den verschiedensten experimentellen Studien mit dem Nd:YAG-Laser /86/, /89/ und /90/ stehen experimentelle /87/ und /88/ und klinische Einsätze des CO₂-Lasers mit Strahlmanipulator - in Ermangelung eines Lichtleiters - gegenüber /91/, /92/ und /93/. Vergleichende Studien finden sich in /83/, /84/ und /85/.

4.2 Überblick über bisher verwendete Lichtleiter für höhere Leistungen

Die große Sterblichkeitsrate von 35:95% bei Vorhandensein eines Streß-Ulkus nahmen Goodale et al. /94/ zum Anlaß, erste tiexperimentelle endoskopische Photokoagulationen mit einem CO₂-Laser und einem starren Gastroskop durchzuführen. Die ermutigenden Experimente mit diesem Lasertyp sind aber durch das Fehlen eines ausreichend für die emittierte Wellenlänge von $\lambda_0 = 10,6\mu\text{m}$ transparenten Übertragungsmediums zur Zeit auf umfassendere gastrointestinale Applikationen nicht übertragbar. Zuvor hatte bereits Kapany /181/ vorgeschlagen, flexible Bildleiterbündel auch zur Übertragung von Laserlicht in der

Gastroskopie zu verwenden. Bei der ersten tierexperimentellen Laserendoskopie mit einem fiberoptischen Transmissionssystem wurde von Nath et al. /28/ eine bikonische, durch einen Flüssigkeitsmantel optisch isolierte Quarzfaser von 1,6m Länge mit einem Faserdurchmesser von 150 μ m in einem Operations-Laparoskop eingesetzt. Der gleiche Fasertyp mit einer Länge von 2,3m wurde von Nath et al. /95/ auch in einem Gastroskop erprobt. Bei vergleichbaren tierexperimentellen Untersuchungen haben Dwyer et al. /96/ und /100/ eine 1,5m lange, 200 μ m dicke, außen an einem Ösophagoskop angebrachte Glasfaser verwendet. Von Silverstein et al. /97/ wurde eine in den Instrumentierkanal eingeführte Glasfaser im Tierexperiment untersucht, während Waitman et al. /98/ anfangs ein Glasfaserbündel einsetzten.

Im Hinblick auf einen Einsatz in einem ophthalmologischen Photokoagulator haben Unterleitner et al. /99/ Glasfasern mit 50 und 100 μ m Durchmesser und Längen bis zu 1,82m untersucht. Goldman /184/ hat Versuche mit "Crofon"-Kunststofflichtleitern (Handelsname der Fa. DuPont) unternommen, wobei jedoch die ganze Faser in einem Argon-Ionen-Laserstrahl schmolz.

Weitere Studien mit dem Ziel einer Leistungsübertragung durch flexible Lichtleiter sind dem Verfasser aus der Literatur nicht bekannt. Tabelle 4 gibt einen Überblick über die mit den genannten Lichtleitertypen erzielten relevanten Daten.

Lichtleiter- Typ	Länge m	Durchmesser mm	Lasor/Wellen- länge nm	P _{ein} /W	P _{aus} /W	W _{ein} /J	Trans- mission %	Minim. Krümmung mm	Diver- genz/mr	Lit.
bikon.Quarz- faser in Flüss.(z.B. Glycerin)	0,6±1,5	8 (incl. Schutz)						40±50		/27/
"	ca. 1,4		He:Ne 632,8	0,1			95		2	/27/
"	ca. 1,4		Ar	6			90		3	/27/
"	ca. 1,4		Nd:YAG 1060	15±20 (100 max)			75±80		20	/27/
"	ca. 1,4		Nd:CaWO ₄			0,5	80		5	/27/
"	ca. 1,4		Rubin 693,4			8	80		5±10	/27/
"	1,6	0,15(2,8 incl.Schutz)	He:Ne, Ar	20(max)			90	50	20	/28/
"	2±3	0,2±0,25 (3 incl.Schutz)	Nd:YAG1060	50		20	90			
"	2,3	0,2 (2,3 incl.Schutz)	Ar		6		86		20	/95/
"	1,4±1,6	0,2±0,3(8 incl.Schutz)	Nd:YAG1060	200		10	90	30±50	15	/86/
"	1,4	0,2 (8 incl. Schutz)	Nd:YAG1060			25	85	50		/153/
Glas	1,5	0,2	Ar	1(2max)	0,5		50		70	/96/
Glasfaser- bündel			Ar	0,7						/98/
Glas Kern/Mantel	1,5	0,1	Ar	1,2	0,33 (nach 1 min)					/99/
"	1,82	0,1	Ar	1,5	0,8 (nach 10 min)		52			/99/

Tab. 4: Daten bisher untersuchter Lichtleiter für die Übertragung höherer optischer Leistungen

4.3 Wahl des Lichtleitertyps

Ein Versuch von Dwyer et al. /100/ eine hämorrhagische Gastritis (blutende Magenschleimhautentzündung) beim Menschen zu stillen, blieb erfolglos. Der erste endoskopische klinische Einsatz eines Lichtleiters für höhere Leistungen erfolgte durch Frühmorgen et al. /31/, wobei ein Kern/Mantel-Lichtleiter aus Kunststoff Verwendung fand. Grundsätzlich sind folgende Kombinationen für einen Lichtleiter zur Leistungsübertragung zu unterscheiden:

1. Metallische Hohlleiter
2. Dielektrische Hohlleiter (Glas- oder Quarzrohr mit Luftkern)
3. Glas- oder Quarzkern / Metallmantel
4. Kunststoffkern / Metallmantel
5. Flüssigkeitskern / Metallmantel
6. Glas- oder Quarzkern / Luftmantel
7. Kunststoffkern / Luftmantel
8. Glas- oder Quarzkern / Flüssigkeitsmantel
9. Kunststoffkern / Flüssigkeitsmantel
10. Glas- oder Quarzkern / Glas- oder Quarzmantel
11. Kunststoffkern / Glas- oder Quarzmantel
12. Flüssigkeitskern / Glas- oder Quarzmantel
13. Glas- oder Quarzkern / Kunststoffmantel
14. Flüssigkeitskern / Kunststoffmantel
15. Kunststoffkern / Kunststoffmantel

(Quarz steht hier als Abkürzung für amorphes Quarz und Glas als Abkürzung für Mehrkomponentenglas)

Der Einsatz von Lichtleiterbündeln der aufgeführten Kombinationen scheidet für die Übertragung höherer Leistungen im wesentlichen aus zwei Gründen aus: Erstens ist der Verlust am Lichtleiteranfang infolge des Packungsfaktors (z.B. $\eta \cdot \text{Halbkreisfläche} / \text{Dreiecksfläche}$, mit $\eta = (d/D)^2$), der selbst bei optimaler Dreiecksanordnung der Einzellichtleiter bei $d = 0,98 \cdot D$ nur 87% beträgt, bezogen auf eine Transmissionssystemlänge weniger Meter zu groß und zweitens sind bislang keine Kittsubstanzen im Einsatz, die auch noch bei einigen Watt Dauerstrichleistung zerstörungsfreien Betrieb garantieren /89/. Durch das Weglassen der Kittsubstanz wird zwar der zweite Grund hinfällig, aber nicht die Forderung nach einem verlustlosen Mantel der Einzelfasern. Eine Untersuchung eines Kunststofflichtleiterbündels aus 64 Einzelfasern von 250µm Durchmesser bestehend aus einem PMMA-Kern und einem Mantel aus niedriger brechendem Fluorocopolymer ergab eine maximale Zeitstandsfestigkeit von 10sec

bei einer Einkoppelleistung von 2,5W eines Argon-Ionen-Lasers im multi-frequenten Betrieb. Während bei Einzelfasern beim gleichen Leistungswert keinerlei sichtbare Veränderungen auftraten, bewirkte der Lichtleitermantel eine reduzierte Belastbarkeit.

Gradientenlichtleiter (z.B. "SELFOC") werden nach /27/ bereits bei wenigen Watt Eingangsleistung zerstört.

Bei den Einzellichtleitern zeichnen sich die Hohlleiter durch das sehr verlustarme Kernmaterial Luft aus. Da aber bereits bei relativ großen Krümmungsradien entweder die Dämpfung aufgrund des ungenügenden Reflexionsgrades verfügbarer Metalloberflächen im sichtbaren Spektralbereich oder aufgrund der reduzierten Wellenführungseigenschaften dielektrischer Mantelstrukturen sehr stark ansteigt, sind Lichtleiter des Typs 1 und 2 für Applikationen, die eine minimale Krümmbarkeit erfordern, ungeeignet. Nach Marcatili et al. /101/ weist ein gerader Aluminium-Hohlleiter von 0,5mm Durchmesser bei $\lambda_0 = 1\mu\text{m}$ einen theoretischen Dämpfungsbelag von 1,8dB/km auf. Eine Verdoppelung der Dämpfung erfolgt bereits bei einem Krümmungsradius von $r \approx 48\text{m}$. Für dielektrische Hohlleiter wird bei einem Durchmesser von 2mm ein Dämpfungsbelag von 1,85dB/km, aber bereits bei $r \approx 10\text{km}$ eine Verdoppelung, angegeben. Kersten et al. /102/ berichten z.B. einen Dämpfungsbelag von 140dB/m bei einem Glaskapillarendurchmesser von $50\mu\text{m}$.

Aufgrund des günstigeren Durchmesser/Krümmungsverhältnisses könnte ein relativ dicker Kunststoff-Lichtleiter aus 2 konzentrischen Mänteln um einen verlustarmen Luftmantel unter Beachtung der Totalreflexion an der Kunststoff/Kunststoff-Grenzfläche und bei Berücksichtigung der partiellen Reflexion am inneren Luft/Kunststoff-Übergang zu einem relativ dämpfungsarmen Lichtleiter gestaltet werden. Bislang liegen hierzu keine Berichte vor. Eigene Untersuchungen wurden bezüglich der Winkelabhängigkeit des Reflexionsgrades bei metallischen Hohlleitern durchgeführt. So ergab sich bei $\lambda_0 = 514,5\text{nm}$ bei einem 1,62m langen, innen polierten Aluminium-Hohlleiter mit 4mm Innendurchmesser bei einem Einfallswinkel $\theta_0 \approx 2,6^\circ$ ein Gesamtdämpfungsbelag $a_{\text{TL}} = 1,19\text{dB/m}$. Für $\theta_0 = 5^\circ$ stieg der Gesamtdämpfungsbelag auf 9dB/m an. Der Gesamtdämpfungsbelag a_{TL} setzt sich aus den Verlusten durch Streuung, Absorption und nicht-ideale Totalreflexion zusammen. Die Verluste durch Ein- und Auskopplung werden subtrahiert. Man erhält den Gesamtdämpfungsbelag a_{TL} aus:

$$\frac{a_{\text{TL}}}{\text{dB/m}} = \frac{10}{\frac{L}{O} \cdot \frac{m}{m}} \cdot \log \left\{ \frac{P_{\text{ein}}}{P_{\text{aus}} \cdot [1 - R_A(\theta_0)] \cdot [1 - R_E]} \right\} \quad (181a)$$

wobei P_{ein} die optische Eingangsleistung, P_{aus} die optische Ausgangsleistung,

$R_A(\theta_0)$ der Fresnel-Reflexionsgrad am Lichtleiteranfang, R_E der Fresnel-Reflexionsgrad am Lichtleiterende und L_0 die optische Weglänge ist. Für eine in der Praxis erforderliche rasche Dämpfungsbelagbestimmung gilt näherungsweise

$$\frac{a_{TL}}{\delta B/m} \approx \frac{10}{\frac{L}{m} \cdot \ln 10} \cdot \left[\ln\left(\frac{P_{\text{ein}}}{P_{\text{aus}}}\right) + 2 \cdot \ln(1-R) \right] \quad (181b)$$

wobei R der Fresnel-Reflexionsgrad bei senkrechter Inzidenz und L die geometrische Lichtleiterlänge ist. Für Hohlleiter ist $R = 0$ und das 2. Glied in Gl. (181b) entfällt.

Wird der Luftkern beim metallischen Hohlleiter durch einen Glas-, Quarz-, Kunststoff- oder Flüssigkeitskern ersetzt, so kann auch hier nur für große Krümmungsradien bzw. für sehr kleine Einfallswinkel mit einer niedrigen Dämpfung gerechnet werden. Experimentell wurde ein 12,4cm langer versilberter PMMA-Lichtleiter mit 4,1mm Durchmesser untersucht. In Abhängigkeit vom Einfallswinkel θ_0 wurden bei $\lambda_0 = 514,5\text{nm}$ und für $y_a = 1\text{mm}$ nach Bild 1 folgende Lichtleiterdämpfungsbeläge a_{TL} gemessen: $\theta_0 = 0^\circ$, $a_{TL} = 5,98\text{dB/m}$; $\theta_0 = 3,5^\circ$, $a_{TL} = 19,61\text{dB/m}$ und $\theta_0 = 7^\circ$, $a_{TL} = 54,9\text{dB/m}$. Dieses Ergebnis wird in /64/ bestätigt. Dieser Behauptung steht eine Empfehlung von Chou /121/ gegenüber, der bei PS-Szintillations-Lichtleitern eine 133µm dicke Al-Folie zur Erhöhung der Transmission benutzte. Nach den Gln. (9) und (10) erreicht man einen Reflexionsgrad von Eins nur, wenn der Mantelbrechungsindex n_2 rein imaginär würde. Für einen Lichtleiter erhält man selbst bei einem Reflexionsgrad von 0,999 am Kern/Mantel-Übergang nach 400 Reflexionen nur noch ca. 67% der eingestrahlten Leistung. Der hier untersuchte Lichtleiter zeigte selbst bei Eingangsleistungen von 2,6W keine Veränderung. Ein vergleichbares Ergebnis würde auch ein dielektrischer Mantel mit einem gegenüber dem Kern größeren Brechungsindex liefern. Folglich können die weiteren Betrachtungen auf Lichtleiter beschränkt werden, bei denen die Energieübertragung auf dem in Abschnitt 2.2.1.1 beschriebenen physikalischen Prinzip der Totalreflexion beruht. Der Mantel kann dabei gasförmig, flüssig oder fest sein. Bei einem Luftmantel mit $n_0 \approx 1$ wird nach Gl. (20) für jeden Kern mit $n_1 \geq \sqrt{2}$ der maximale Aperturwinkel $\theta_a = \pi$ und der Totalreflexionsgrenzwinkel θ_{2C} minimal und demzufolge der Übertragungswirkungsgrad gesteigert. Unter Berücksichtigung der Fresnel-Reflexionsverluste nach Abschnitt 3.1.1 sollte für praktische Anwendungen der Einfallswinkel auf maximal 60° begrenzt werden, damit die Verluste für unpolarisiert einfallendes Licht nicht wesentlich über 10% steigen. Der durch die Verlustarmut eines Luftmantels hinsichtlich einer Verringerung der durch den Lichtleitermantel hervor-

gerufenen zusätzlichen Dämpfung bei der Totalreflexion nach Abschnitt 3.1.5 erzielbare Gewinn, geht in der Praxis durch Staub, Fett, Kratzer und durch unvermeidbare mechanische Berührungsstellen mit der materiellen Umgebung weitgehend verloren, solange nicht besondere optische Isolationsmaßnahmen getroffen werden.

Eine weitere Klasse stellen die Lichtleiter mit einem Flüssigkeitsmantel dar. In diese Kategorie gehören die bikonischen Quarzfasern in /27/, /28/ und /95/ z.B. mit einem Glyzerin-Mantel und mit Stützstellen in einem Plastikschauch. Den hervorragenden Transmissionseigenschaften (Tab. 4) der Quarzfaser stehen die relativ geringe Krümmbarkeit und die große mechanische Fragilität bei abrupten Zug-, Druck- und Torsionsbeanspruchungen negativ gegenüber. Bei einem rein stationären oder auch quasistationären Einsatz kann die bikonische Quarzfaser mit Flüssigkeitsmantel als Lichtleiter für höhere optische Leistungen Verwendung finden. Beschädigungen und Verschmutzungen des distalen Endes müssen aber in jedem Fall vermieden werden, da eine Beseitigung dieser Störungsart eine längere Unterbrechung für eine Endflächenbearbeitung mit sich bringen würde. Kunststoff-Lichtleiter mit Flüssigkeitsmantel wurden bisher nicht untersucht. Für einen endoskopischen Einsatz erscheint die Lösung mit einem flüssigkeitsisolierten Lichtleiter aufgrund des systembedingten Gesamtdurchmessers ungeeignet. Eine Applikation des flüssigkeitsisolierten Lichtleitertyps ist außerdem stets längenbezogen, d.h. die Lichtleiterlänge kann nicht ohne weiteres verringert werden.

Für Glas- oder Quarzmantel-Lichtleiter gilt im Prinzip die gleiche Einschränkung hinsichtlich der mechanischen Robustheit und Krümmbarkeit, wie für den flüssigkeitsummantelten Quarzlichtleiter. Eine Krümmbarkeit im Zentimeterbereich bedingt nach allen bisherigen Erfahrungen einen Lichtleiterdurchmesser von 50 μ m und weniger. Solche dünnen Lichtleiter auf Glas- oder Quarzbasis sind aber für einen ortsveränderlichen (beweglichen) Einsatz zu fragil. Eigene Untersuchungen an verschiedenen dieser Lichtleiter, deren Hauptanwendungsgebiet die optische Nachrichtentechnik werden könnte, hinsichtlich der erforderlichen Krümmbarkeit und mechanischen Robustheit waren wenig ermutigend, da alle Manipulationen nur unter Einhaltung großer Vorsichtsmaßnahmen möglich waren. Für einen klinischen Einsatz sind diese Beschränkungen zu zeitraubend und der Störanfälligkeitsgrad durch Bruch ist unzulässig hoch. Die Verkabelung, d.h. der äußere Schutz, solcher Lichtleiter aus anorganischen Gläsern und/oder Quarz muß durch einen flexiblen Kunststoff erfolgen, der direkt als 2. Mantel aufzubringen ist. Zusätzlich müßte durch einen entsprechenden

äußeren Schutzaufbau für eine Sicherheit gegen Unterschreitung eines minimalen Krümmungsradius gesorgt werden. Die optische Transmission von Glas- und/oder Quarz-Kern/Mantel-Kombinationen wäre für die hier interessierenden Lichtleiterlängen weniger Meter völlig ausreichend, da die Fresnel-Reflexionsverluste bei einem Gesamtdämpfungsbelag von z.B. 20dB/km und weniger dominieren. Nach Herstellerangaben muß man mit ca. 0,5dB Verlust pro Endfläche rechnen, wenn keine zeitraubende Politur erfolgt ist. Die bisher mit solchen Lichtleitern berichteten Eingangsleistungen bis zu maximal 1,5W bei $\lambda_0 \approx 500\text{nm}$ (Tab. 4) sind aber für viele Anwendungen zu gering. Vermutlich war u.a. auch die zu geringe übertragene Leistung für das Scheitern bei den Blutstillungsversuchen im Magen in /100/ verantwortlich. Eigene Messungen ergaben für eine Multimode-Glasfaser vom Typ N9 (Schott & Gen.) mit $d = 66\mu\text{m}$, $D = 100\mu\text{m}$ und einem Faserdämpfungsbelag von 2,0dB/m eine Leistungsfestigkeit von 1,55W bei $\lambda_0 = 514,5\text{nm}$. Für den Glas-typ Fibroflex (Rank Precision) mit $D = 50\mu\text{m}$ und $a_{\text{TL}} = 3,5\text{dB/m}$ wurde eine Grenze von 2,2W gemessen. Eine $250\mu\text{m}$ dicke Quarz/Polymer-Faser mit PP-Mantel (DuPont) zeigte nach 1/2h bei 5W keine Veränderung, obwohl der Dämpfungsbelag bei $a_{\text{TL}} = 3,4\text{dB/m}$ lag. Der PP-Mantel war nur bis ca. 100mW resistent. Lichtleiter vom Typ Kunststoffkern/Glas- oder Quarzmantel sind bisher nicht bekannt geworden. Dagegen haben Quarzkern/Kunststoffmantel-Lichtleiter insbesondere für UV-Übertragung einen Anwendungsbereich /129/, /156/ und /185/. Neuerdings wurden mit $250\mu\text{m}$ dicken Quarz/PEP-Lichtleitern sogar 7dB/km bei $0,8\mu\text{m}$ /188/ und mit einer $200\mu\text{m}$ Quarz/HFPP + VF-Faser $71 \pm 4\text{dB/m}$ bei $632,8\text{nm}$ /192/ erzielt. Sehr niedrige Dämpfungswerte wurden auch mit flüssigkeitsgefüllten Glasfasern erreicht, aber auch hier steht die geringe mechanische Belastbarkeit durch intermittierende Lastwechsel in Verbindung mit Flexionen verschiedenster Art einem Einsatz als flexiblen Leistungslichtleiter entgegen. Hinsichtlich der Kombination Flüssigkeitskern/Kunststoffmantel wurde für verschiedene Flüssigkeiten der Grundmaterialdämpfungsbelag a_G bestimmt, wobei allerdings keine mehrmalige Destillation zur Dämpfungsverringerung vorgenommen wurde. Bei der Auswahl einer Flüssigkeit als Kernmaterial ist neben der Dämpfungsarmut auch die physiologische Unbedenklichkeit - zumindest bei medizinischen Applikationen - zu garantieren. Gerade die hochbrechenden Flüssigkeiten sind aber meist stark ätzend, giftig und/oder Lösungsmittel für viele Kunststoffe. Von der Vielzahl der Flüssigkeiten, die untersucht wurden, gibt Tabelle 5 eine Auswahl der Grundmaterialdämpfungsbelagwerte a_G bei $\lambda_0 = 632,8\text{nm}$.

Flüssigkeit	Dämpfungsbelag a_G dB/m	Brechungsindex n_D^{20} bei $\lambda_0 = 589,3\text{nm}$ und 20°C
Benzol	0,35	1,5007
Brombenzol	1,23	1,56252
Chlorbenzol	1,62	1,52748
Benzylalkohol	1,79	1,5373
Tetralin	2,39	1,5461
Zimtaldehyd	6,1	1,6235
Anisol	11,3	1,5168
Anilin	32,2	1,5855
Chinolin	47,2	1,6245

Tab. 5: Grundmaterialdämpfungsbelag a_G verschiedener hochbrechender Flüssigkeiten bei $\lambda_0 = 632,8\text{nm}$ (Absorptionsmaxima für Tetralin und Anilin bei $\lambda = 601$ bzw. 630nm nach /122/).

Die in Tab. 5 angegebenen Dämpfungsmeßwerte liegen z.B. für Brombenzol in der vorliegenden ungereinigten Form erheblich über Werten, die aus der Literatur bekannt sind /147/. Die Dämpfungsmessungen wurden nach der Meßanordnung gemäß Bild 37 durchgeführt, wobei sich die Flüssigkeitsprobe in einem Glaszylinder der Länge $L = 0,5\text{m}$ mit geschliffenem Bodenglasabschluß ($n_{\text{Gl}} = 1,51$) und einer oberen Glasdeckplatte ($n_{\text{Gl}} = 1,51$) befand. Der Grundmaterialdämpfungsbelag a_G kann nach Gl. (182) ermittelt werden.

$$\frac{a_G}{\text{dB/m}} = \frac{10}{L} \cdot \log \left[\frac{P_1}{P_2} \cdot \left(\frac{1-R_1}{1-R_0} \right)^2 \right] \quad (182)$$

wobei P_1 und P_2 die ohne und mit Flüssigkeit gemessenen Ausgangsleistungen sind, $R_0 = \left[(n_{\text{Gl}} - n_0) / (n_{\text{Gl}} + n_0) \right]^2$ mit $n_0 = 1$ und $R_1 = \left[(n_{\text{Fl}} - n_{\text{Gl}}) / (n_{\text{Fl}} + n_{\text{Gl}}) \right]^2$ mit dem Flüssigkeitsbrechungsindex $n_{\text{Fl}} \approx n_D^{20}$ die Reflexionsgrade beim Übergang Glas/Luft und Glas/Flüssigkeit bedeuten. Die 1mm dicken Glasendplatten sind in Gl. (182) als verlustlos angenommen bzw. werden in P_1 mitberücksichtigt. Zur Ermittlung der Verwendbarkeit als Mantelmaterial wurde PVC mit verschiedenem Weichmachergehalt ($n = 1,52$ bis $1,55$) in einem 8-tägigen und in einem 4-wöchigen Test in den in Tabelle 5 aufgeführten Flüssigkeiten aufbewahrt. Hierbei kam es zu den typischen Anlösungen des PVC durch aromatische - und Chlor-Kohlenwasserstoffe mit einer vorübergehenden Er-

weichung und einer Versteifung nach Ablauf des Tests, d.h. nach Entnahme der PVC-Probeschläuche aus der jeweiligen Flüssigkeit. Diese Versteifung war in vielen Fällen mit einer Transparenzverbesserung verbunden. Wegen der Giftigkeit verbunden mit einem hohen Materialpreis wurden mit PVCA keine Vergleichsuntersuchungen durchgeführt. Bei Verwendung von PMMA-Schläuchen oder -Rohren müssen wegen der geringen chemischen Beständigkeit andere als die in Tab. 5 angegebenen Flüssigkeiten untersucht werden. Es empfiehlt sich der Einsatz der früher für nachrichtentechnische Zwecke als Kernmaterial bei Glaslichtleitern untersuchten Flüssigkeiten Tetrachlorkohlentstoff, Hexachlor-1,3-butadien, O-dichlorbenzol und Tetrachloräthylen /147/. Da für PTFE ($n=1,35$ bis $1,37$) bis zu Temperaturen von 300°C bis heute noch kein organisches oder anorganisches Lösungsmittel bekannt wurde, wurden die in Tab. 5 aufgeführten vier ersten Flüssigkeiten mit Injektionspritzen in einen PTFE-Mantel (AWG11/2,4x0,31mm) gefüllt und die konisch erweiterten Hohlleiterenden mit Glaszylindern abgeschlossen. Die erzielten Lichtleiterdämpfungsbeläge lagen zwischen 34,2 und 69,7dB/m. Mit FEP (Tutec T) als Mantelmaterial lag das Minimum bei 21,6dB/m. Die relativ kleinen MAK-Werte (Mittlere Arbeitsplatz-Konzentration) verbieten aber die hier untersuchten Flüssigkeiten z.B. für medizinische Applikationen wegen der Leckmöglichkeit des Systems.

Mit Benzoylchlorid ($n_D^{20} = 1,5538$) konnten Leistungen $> 1\text{W}$ bei $\lambda_0 = 514,5\text{nm}$ eingekoppelt werden: die Füll- und Verschlußprobleme und Leckmöglichkeiten des Betriebs bei Verwendung von Flüssigkeiten sind aber nicht zu übersehen und lassen Flüssigkeitskern/Kunststoffmantel-Lichtleiter erst bei Beherrschung der spezifischen Probleme als dämpfungsarmer Lichtleiter für ortsveränderliche Leistungsübertragung zu.

Über die Anwendung von Kunststoffen in der Optik allgemein liegen zahlreiche Berichte vor. Es lag daher nahe, zunächst einmal die dort mit Erfolg eingesetzten verschiedenen Typen auch für Lichtleiter in Betracht zu ziehen. Neben einer ausreichenden Transmission müssen geeignete Kern- und/oder Mantelmaterialien auch günstige mechanische und thermische Eigenschaften aufweisen. So scheiden alle Cellulosederivate wegen der geringen Härte und wegen der großen Hygroskopie aus. Auch die härteren Harnstoffharze nehmen zuviel Wasser auf, während Phenolharze sich im Laufe der Zeit verfärben.

Die Frage welcher Lichtleiter "besser" ist, kann so nicht beantwortet werden, da sie zum einen von der Definition des vagen Begriffes "besser" und zum anderen von den zukünftigen technologischen Fortschritten abhängt.

Erstmals wurde von Van Heel /8/ berichtet, allerdings ohne nähere Angaben, daß sich mit Kunststofflichtleitern größere Transmissionswerte erzielen ließen als mit Glasfasern. In der Folge propagierten insbesondere die PMMA- und PS-Grundmaterialhersteller Kunststoffe mit im Vergleich zu Glas pauschal größerer Transmission. Die umgekehrte Aussage war aber auch zu finden.

Die Gruppe der Kern/Mantel-Kunststofflichtleiter wurde als Mittel der Wahl für einen Lichtleiter zur raschen ortsveränderlichen Übertragung höherer optischer Leistungen detaillierten Untersuchungen unterzogen und durch die Ermittlung der Kenndaten eine Einordnung in das Gesamtkonzept der Lichtleiter vorgenommen.

4.4 Optische Eigenschaften der Kunststofflichtleiter

Zur Charakterisierung der Kunststofflichtleiter wurden bei den optischen Eigenschaften die Gesamtdämpfung, die spektrale Dämpfung, die optische Leistungsfestigkeit, die Ausgangsdivergenz und die Intensitätsverteilung am distalen Ende meßtechnisch ermittelt.

4.4.1 Gesamtdämpfungsbelag und Transmission

Der Gesamtdämpfungsbelag a_{TL} stellt nach der Definition in Gl. (181) als längenbezogenes Maß eine für Vergleichszwecke geeignete Größe dar. Speziell bei Kunststofflichtleitern ist die Bezeichnung metrische Dämpfung zu empfehlen. Da neben den in Abschnitt 3.1.2 und 3.1.3 eingeführten längenabhängigen Verlusten durch Absorption und Grundmaterialstreuung in den Gesamtdämpfungsbelag auch die verallgemeinerte Grenzflächenstreuung bzw. die Verluste durch nichtideale Totalreflexion einbezogen sind, ist der Gesamtdämpfungsbelag a_{TL} bzw. der Gesamtdämpfungskoeffizient α_{TL} strenggenommen nicht durch eine einfache Längenabhängigkeit gegeben. Nach Gl. (178) kann man aber den Verlustterm $R_K^N \cdot \exp[-\alpha_L \cdot L_{OS}]$ auf die Form $\exp[-N_S \cdot \ln(1/R_K) - \alpha_L \cdot L_{OS}]$ bringen und man erkennt unter Beachtung der Gln. (123) und (125) die direkte Proportionalität des Exponenten mit der geometrischen Länge $L_S = L$. Die Messung der Gesamtdämpfung wurde entsprechend der Meßanordnung in Bild 37 oder unter Verwendung nur einer Linse (Linse 1) durchgeführt, wobei die Grundmaterialprobe durch den zu untersuchenden Lichtleiter ersetzt wurde. Die Endlichkeit des Meßstrahldurchmessers und die Divergenz des beugungsbegrenzten Laserstrahls rechtfertigen zusammen mit der meßtechnischen Erfahrung die Längenabhängigkeit der Dämpfung, wenn die Lichtleiterprobe selbst ein Längen- zu Durchmesser Verhältnis $L/d > 100$

aufweist. Bei Proben mit relativ großer Dämpfung genügt bereits ein kleineres Verhältnis. Die Messungen erfolgten an gestreckten Lichtleitern, wobei gestreckt hier bedeutet, daß das Verhältnis Kernradius zum minimal bei der Messung auftretenden Krümmungsradius $r_K/r < 10^{-2}$ eingehalten wurde. Untersuchungen zum Krümmungsradiuseinfluß werden getrennt aufgeführt. Der Gaußstrahldurchmesser d_A am Probenanfang wird entweder aus Gl. (163) bestimmt oder nach /29/ aus

$$d_A = 2 \cdot w_{02} \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{\lambda_0 \cdot (c+e)}{\pi \cdot w_{02}^2} \right]^2} \quad (183)$$

wobei für jede Linse mit $f_1 > \frac{\pi}{\lambda_0} \cdot w_{01} \cdot w_{02}$ der Gaußstrahltaillenradius w_{02} aus $w_{02} = w_{01} \cdot \sqrt{\frac{b-f_1}{a-f_1}}$ berechnet werden kann, wenn die jeweiligen Tailen nicht in den Linsenbrennebenen liegen. Die geometrischen Größen haben die in Bild 37 angegebene Bedeutung.

Insgesamt wurden 706 Lichtleiterproben aus Kunststoff messtechnisch untersucht und ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6 zusammengefaßt. Als Meßwellenlänge wurde $\lambda_0 = 514,5 \text{ nm}$ verwendet; die Eingangsleistungen lagen zwischen 50 mW und 2,2 W. Die Messung der Ein- und Ausgangsleistung ohne und mit Lichtleiterprobe erfolgte entsprechend Abschnitt 3.1.4. Die Ausgangsleistung P_{aus} setzt sich additiv aus der Ausgangsleistung des Kerns $P_{\text{aus,K}}$ und derjenigen des Mantels $P_{\text{aus,M}}$ zusammen und wird von den Detektoren insgesamt gemessen. Ein Beitrag eines Anteils der Vorwärtsstreuung aus dem Mantel am Lichtleiterende kann durch entsprechende optische Abschirmung vermieden werden. Detaillierte Analysen auf der Grundlage des Abschnittes 2.2 sind bisher nicht durchgeführt worden. Der Einfluß der im Mantel geführten Leistung wurde in Abschnitt 3.1.5 durch ein Beispiel verdeutlicht.

Ein Vergleich der verschiedenen Lichtleiter ist nach Tab. 6 nicht ohne weiteres möglich, da nach unterschiedlichen Verfahren hergestellte und von verschiedenen Herstellern zur Verfügung gestellte Lichtleiter zu Gruppen zusammengefaßt sind. Tabelle 6 gibt einen Überblick über den Stand der Technik in der Entwicklung von Kunststofflichtleitern.

Bisher liegen nur sehr wenige Arbeiten über Dämpfungsmessungen bei Kunststofflichtleitern vor. Für die dem $4p^4D_{5/2}^0 \rightarrow 4s^2P_{3/2}$ -Übergang beim Argon-Ionen-Laser entsprechende Wellenlänge $\lambda_0 = 514,5 \text{ nm}$ haben Kao et al. /20/ ca. 2,5 dB/m für PMMA-Fasern angegeben. Von Pontarelli et al. /105/ wurde für $\lambda_0 = 550 \text{ nm}$ ein Dämpfungsbelagwert von 1,51 dB/m für Plastik-Lichtleiter berichtet.

Kern/Mantel	Durchmesser mm	Gesamtdämpfungsbelag a_{TL} dB/m min	Gesamtdämpfungsbelag a_{TL} dB/m max	Kern/Mantel	Durchmesser mm	Gesamtdämpfungsbelag a_{TL} dB/m min	Gesamtdämpfungsbelag a_{TL} dB/m max
PMMA/F-cop.	1,5	0,92	2,66	PS-168N/PMMA-7H	11,2	17,39	180,5
	1,4	0,312	3,06		14,0	14,0	64,5
	1,1	2,69	1,1		5,1	13,2	16,4
	1,0	0,73	3,67		4,8	13,0	110,7
	0,8	1,4	1,47		4,6	15,9	15,7
PMMA-PEX/F-cop.	0,75	2,9	11,29	PC/PMMA	4,5	14,3	18,3
	0,5	3,59	16,8		3,8	24,0	19,3
	0,26	1,26	20,8		3,6	15,8	30,7
	0,15	4,5			3,5	17,5	
	0,12	12,1			3,2	14,5	
PMMA-PEX/F-cop.	0,43-0,45	0,775		PC/Luft	2,7	13,2	105,3
	0,33-0,35	1,17			2,6	17,2	
					2,4	17,4	
					2,25	17,0	
					2,1	18,6	
PMMA/Luft	3,0	1,32	10,1	PE/Luft	2,0	16,0	18,0
	2,7	4,14	9,58		1,9	40,3	70,1
	1,6	16,4	16,6		1,8	17,3	59,0
	1,6	14,05	27,4		1,5	37,1	39,2
	1,55	25,2	56,6		1,4	38,7	1,25
PMMA-XT/Luft	1,0	8,9	12,4	elliptische Lichtleiter	1,2	40,6	42,4
	3,0	5,36			1,9		
	2,0	1,84					
	1,4	7,34					
	1,17	1,44					
PS/PMMA	2,1	1,57	1,8	PS-168N/PMMA-7H	8,3	7,7	42,5
	1,8	1,45	1,49		8,3	7,55	43,8
	1,7	1,37	1,5		7,6	7,2	50,0
	1,6	1,52	2,24		7,5	7,2	42,6
	1,5	1,137	17,37		3,2	2,9	42,4
PS/PMMA	1,45	1,51	2,36	PETP/Luft (PETP amorph)	2,8	1,8	38,6
	1,4	1,38	2,19		2,5	2,0	39,2
	1,35	5,33	6,91		2,3	1,8	25,5
	1,05	2,36	4,67		2,2	1,8	40,3
	1,01	4,15	4,37		2,1	1,9	41,5
PS/PMMA	1,0	2,97	4,61	PA/Luft	0,75	533	
	0,9	2,36	4,61		0,5	700	
	0,5	4,58	12,9		0,35	580	
	0,4	28,7	6,24				
	0,25	5,65					
PS-168N/Luft	2,0	29,7	48,7	elliptische Lichtleiter	8,3	7,7	42,5
	1,65	31,5	52,4		8,3	7,55	43,8
	1,6	25,8	36,8		7,6	7,2	50,0
	1,3	33,0	58,6		7,5	7,2	42,6
	1,2	74,8			3,2	2,9	42,4
PS-168N/Luft	1,0	55,9		PS-168N/PMMA-7H	2,8	1,8	38,6
	0,8	30,7	52,6		2,5	2,0	39,2
	0,6	136,8	176		2,3	1,8	25,5
	0,5	17,1			2,2	1,8	40,3
	0,4	79,1			2,1	1,9	41,5
PS-168N/Luft	0,25	194		elliptische Lichtleiter	8,3	7,7	42,5
					8,3	7,55	43,8
					7,6	7,2	50,0
					7,5	7,2	42,6
					3,2	2,9	42,4

Tab. 6: Gesamtdämpfungsbelag a_{TL} nach Gl. (181) für $\lambda_0 = 514,5$ mm

(PMMA:=Polymethylmethacrylat; F-cop.:=Fluor-Copolymerisat;

PS:= Polystyrol; PC:=Polykarbonat; PE:=Polyäthylen; PETP:=

Polyäthylenterephthalat; PA:=Polyamid; TFE:=Polytetrafluor-
äthylen)

Über Kunststofflichtleiter mit einem PMMA-Kern und einem Kunststoff-Mantel mit niedrigerem Brechungsindex und über PS/PMMA-Lichtleiter hat Wielar /156/ berichtet. Die dort angegebenen ungefähren Prozentwerte ergeben umgerechnet Minimaldämpfungsbeläge von $a_{TL} \approx 1,32\text{dB/m}$ (PMMA) und $1,43\text{dB/m}$ (PS) ohne Wellenlängenangabe. In weiteren Arbeiten wurden von Brown et al. /57/ und /157/ ebenfalls ummantelte Kunststofflichtleiter mit PMMA-Kern untersucht. Der Mantelbrechungsindex ist mit 1,37 angegeben. Als Dämpfungsbelagwerte werden angegeben: $1,3\text{dB/m}$ bei 650nm /157/, $1,52\text{dB/m}$ /57/.

Sehr wenig spezifizierte Werte finden sich in /158/ mit der Angabe von $25 \div 30\%$ Absorptionsverlust, wobei auf Streuung nicht eingegangen wird. Einen Wert von $a_{TL} = 2,2\text{dB/m}$ kann man bei Weißlichttransmission der Arbeit von Hager /159/ entnehmen, während in /191/ 3dB/m bei $\lambda = 535\text{nm}$ angegeben werden. Das Minimum wird für Lichtleiter mit PMMA-Kern in /104/ und /160/ mit $1,25\text{dB/m}$ angegeben. Zschaek /176/ gibt für Fasern aus Polymeren (ohne nähere Angabe) einen Extinktionskoeffizienten von $0,0095\text{cm}^{-1}$ entsprechend $a_{TL} = 4,13\text{dB/m}$ an. In /166/ wird als Minimaldämpfung ein Wert von $1,53\text{dB/m}$ für einen $0,23\text{mm}$ dicken Kunststofflichtleiter der Kombination Methylmethacrylat (87%) - Äthylacrylat (13%) / Fluor-Telomer angegeben. Aus den von Reichel et al. /186/ veröffentlichten Daten für Kunststofflichtleiter mit $250\mu\text{m}$ Durchmesser, die nach eigenen Erfahrungen mit großer Wahrscheinlichkeit zum Typ PS/PMMA gehören, lassen sich für $\lambda \approx 500\text{nm}$ Dämpfungsbeläge zwischen $3,8$ und $4,2\text{dB/m}$ ablesen. Bei ca. 4dB/m bei $\lambda \approx 500\text{nm}$ liegen auch die von Fyfe /190/ für PS-PMMA angegebenen Dämpfungsbeläge.

Nach eigenen Messungen /29/ wurde 1974 für die Kombination PS/PMMA ein Minimaldämpfungsbelag von $1,41\text{dB/m}$ bei $\lambda_0 = 514,5\text{nm}$ ermittelt. Verbesserungen in der Herstellung von Lichtleitern aus Kunststoff ergaben für den Typ PS/PMMA bei $1,5\text{mm}$ Durchmesser einen Gesamtdämpfungsbelag $a_{TL} = 1,137\text{dB/m}$ entsprechend einem gesamten Dämpfungskoeffizienten $\alpha_{TL} = 0,00262\text{cm}^{-1}$. Weitaus größere Fortschritte hat man bei der Herstellung des Typs PMMA/F-cop. erzielt, so daß zur Zeit bereits ein Gesamtdämpfungsbelag $a_{TL} = 0,312\text{dB/m}$ entsprechend $\alpha_{TL} = 0,000718\text{cm}^{-1}$ meßtechnisch an einem 3m langen Einzelstück nachgewiesen werden konnte. Dieser Dämpfungsbelag liegt bereits nahe an dem für das Grundmaterial PMMA (Tab. 2) bestimmten Wert von $0,27\text{dB/m}$. Ein direkter Vergleich war jedoch nicht möglich, da vom Lichtleiterhersteller eine genauere Kunststoffbenennung aus patentrechtlichen und verfahrenstechnischen Gründen nicht zu erhalten war. Diese Feststellung behinderte allgemein sehr viele Interpretationen, Aussagen und richtungsweisende Feststellungen für Neu- und Weiterentwicklungen. Mit den bekannten Analysever-

fahren (/151/, /152/) zur Bestimmung von Kunststoffen wurde dennoch in fast allen Fällen eine ausreichende Festlegung gefunden.

Neben dem Gesamtdämpfungsbelag a_{TL} eines Lichtleiters stellt die Transmission T eine kennzeichnende Größe dar. Die Transmission wird als Quotient der Ausgangsleistung P_{aus} zur Eingangsleistung P_{ein} definiert (nach DIN 1349 Verhältnis des Lichtstromes hinter der zum Lichtstrom vor der Probe)

$$T = \frac{P_{aus}}{P_{ein}} \quad (184a)$$

und schließt Verluste durch Fresnel-Reflexionen am Lichtleiteranfang und -ende mit ein. Daher steht die Transmission T stellvertretend für die näherungsweise gültige Beziehung:

$$T \approx (1-R)^2 \cdot \exp \left[- \frac{1}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2 \cdot \sin^2 \theta_0}} \cdot \left(\frac{n_0 \cdot \sin \theta_0}{d} \cdot \ln R_K^{-1} + n_1 \cdot \alpha_L \right) \cdot L \right] \quad (184b)$$

Gl. (184b) stellt eine auf die Belange der Meßtechnik zugeschnittene näherungsweise gültige Reduzierung des analytischen Ausdruckes in Gl. (179) dar. Gl. (184b) dokumentiert die exponentielle Längenabhängigkeit der Transmission. Die geometrische Länge $L = +0$ ist hier nicht mit der Transmission 1 identisch, da die Fresnel-Verluste in der Transmissionsdefinition mit einbezogen sind. Die Transmissionsmessung erfolgte nach dem Aufbauschema gemäß Bild 37 nach der destruktiven und nichtdestruktiven Methode, d.h. durch sukzessives Verkürzen der Lichtleiterprobe bzw. durch Auswahl verschieden langer Proben. Die Ergebnisse sind in Bild 46 dargestellt. Zusammen mit Tabelle 6 vermittelt Bild 46 einen Eindruck vom Stand der Technik bei Kunststofflichtleitern. Bei genügender Probenzahl konnte ein Dämpfungswerte- bzw. Transmissionswertebereich angegeben werden. Die Abweichungen der Werte für gleiche Typen beim gleichen Durchmesser werden wesentlich durch die Lichtleitertechnologie bestimmt. Insbesondere die Meßwerte für Kern/Mantel-Lichtleiter mit Durchmessern um 1,5mm verdeutlichen die technologischen Fortschritte. Daher sind die hierfür angegebenen Transmissionskurven als dem Stand der Technik entsprechende Grenzkurven anzusehen. Hiernach muß zur Zeit dem PMMA/F-cop.-Lichtleiter der Vorzug gegenüber dem PS/PMMA-Lichtleiter in Bezug auf die Transmission gegeben werden. Daneben erwies sich PMMA-XT mit 1,44dB/m bei einer 1,17mm dicken Probe als für manche Applikation geeignetes Lichtleiterkern- und/oder Mantelmaterial.

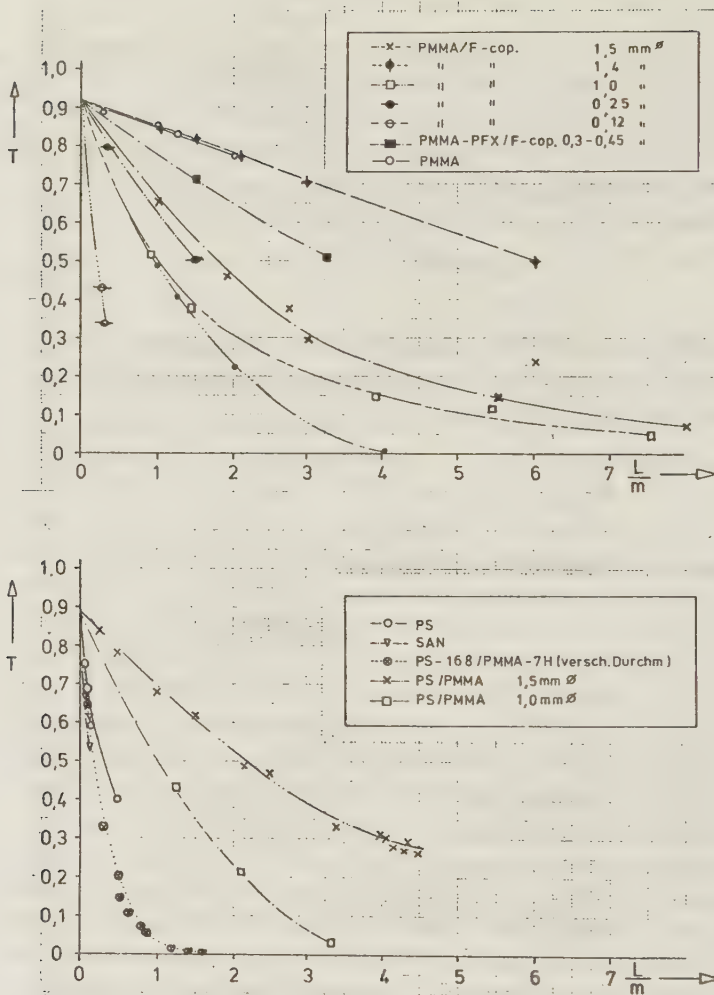


Bild 46: Transmission T als Funktion der Lichtleiterlänge L für verschiedene Kern/Mantel-Kombinationen und Grundmaterialien

In Ergänzung der aus Bild 46 ersichtlichen Transmissionswerte wurden Messungen an längeren Lichtleitern durchgeführt z.B. mit folgenden prozentualen Transmissionen: PMMA/F-cop. 1,5 mm: 10m/12,4%; PMMA/F-cop. 1,4 mm: 50m/0,015%; PS/PMMA 1,5 mm: 15m/10,8%. Diese Werte können zur Abschätzung der Anwendbarkeit von Kunststofflichtleitern für größere Längen herangezogen werden. Grundsätzlich ist mit den hier berichteten

minimalen Dämpfungswerten eine Transmission von 0,015% bei 50 m bzw. 0,00015% bei 100 m Länge erreichbar. Zur Zeit liegen extrem niedrige Dämpfungsbelagwerte unter 0,5 dB/m nur bei Einzelexemplaren und bei einer gleichzeitig relativ kurzen Länge von wenigen Metern vor.

Die für die Transmission T angegebene Gl. (184b) wurde numerisch und graphisch für 2 Lichtleitertypen mit den Durchmessern $d = 0,1; 0,5; 1; 1,5$ und 2 mm im Längenbereich $0 \leq L \leq 5$ m durchgeführt.

T y p	Kernbrechungsindex n_1	Mantelbrechungsindex n_2
LLA	1,59	1,492
LLB	1,492	1,392

Hierbei fanden die experimentell in Abschnitt 3.1.5 ermittelten Reflexionsgrade R_K der Kern/Mantel-Grenzfläche Beachtung, wobei vereinfachend die Gültigkeit des Potenzgesetzes in Gl. (167h) bis $\theta_0 \leq \theta_{0c}$ extrapoliert wurde. Die bisherigen Transmissionsuntersuchungen sind dagegen von einem konstanten R_K -Wert ($R_K < 1$) ausgegangen, was der experimentell gefundenen θ_0 -Abhängigkeit nicht entspricht. Zu Vergleichszwecken wurde in die Untersuchung auch der Idealwert $R_K = 1$ einbezogen. Als Lichtleiterdämpfungskoeffizient α_L wurde der Bereich $0,00023 \text{ cm}^{-1} \leq \alpha_L \leq 0,0046 \text{ cm}^{-1}$ ($0,1 \text{ dB/m} \leq \alpha_L \leq 2 \text{ dB/m}$) untersucht. Folgende wesentliche Eigenschaften ergaben sich aus dieser Analyse:

1. $R_K = 1$: Die Transmission ist nahezu unabhängig von θ_0 und 'd', d.h. selbst bei $\theta_0 = 33,3^\circ$ bzw. $32,45^\circ$ für LLA bzw. LLB ergeben sich bei $L = 3$ m und $\alpha_L = 2 \text{ dB/m}$ nur Transmissionsunterschiede $< 2\%$. Bestimmender Parameter ist in diesem Fall α_L . Die Kombination LLB ist wegen der kleineren Fresnel-Verluste für alle θ_0 und L bei gleichem α_L der Kombination LLA überlegen.
2. $R_K = 1 - 0,0076 \cdot \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1} \cdot \sin \theta_0\right)$; LLA: Für θ_0 -Werte $< 3^\circ$ ist die Durchmesserabhängigkeit vernachlässigbar, während sich z.B. bei $\theta_0 = 10^\circ$ bereits zwischen der Transmission für einen 1,5 mm und für einen 0,5 mm dicken, 3 m langen Lichtleiter bei $\alpha_L = 0,1 \text{ dB/m}$ eine absolute Differenz von 22% ergibt. Die Differenz verringert sich bei der gleichen Länge für $\alpha_L = 2 \text{ dB/m}$ auf ca. 6%. Die Transmissionen liegen für $d = 0,5$ mm zwischen 13 und 49% bzw. 19 und 71% für $d = 1,5$ mm. Der Transmissionsunterschied wird bei $L = 3$ m bei $\theta_0 = 20^\circ$ für $d = 0,5$ mm für den untersuchten Dämpfungsbereich auf ca. 7,5% reduziert ($T = 2 \div 9,5\%$), während mit $d = 1,5$ mm immerhin noch T-Werte

zwischen 10 und 41% erreicht werden. Für $d = 1,5$ mm beträgt die Transmission bei $\theta_0 = 33,3^\circ \leq \theta_{0C}$ selbst bei $a_L = 0,1$ dB/m nach 3 m Länge nur noch 12%, während für $d = 0,5$ mm $T < 1\%$ wird für $L > 2,1$ m.

Für LLB gelten vergleichbare Werte. Die Kombination LIA wird ab einer durchmesserabhängigen Länge in der Transmission der Kombination LLB überlegen (Kompensationslänge). Für $\theta_0 = 10^\circ$ liegen diese Längen für $d > 0,5$ mm über 1 m und für $d = 1,5$ mm über 3 m, da dann der die niedrigeren Fresnel-Verluste kompensierende höhere Brechungsindex n_1 in Gl. (184b) überwiegt. Für $\theta_0 = 20^\circ$ verschieben sich die entsprechenden Kompensationslängen auf Werte kleiner 0,5 bzw. 1 m, d.h. bei gleicher optischer Qualität (R_K, a_L) sind Lichtleiter der Kombination LIA denjenigen der Kombination LLB schon bei relativ geringen Längen bezüglich der größeren Transmission vorzuziehen. Bei $\theta_0 = 20^\circ$ hat LIA mit 1,5 mm Durchmesser und 3 m Länge eine je nach Dämpfung um 1,5 bis 6,5% größere Transmission.

Entscheidend wirkt sich bereits bei diesem relativ guten R_K -Verlauf der Durchmesser aus. Bei $\theta_0 = 15^\circ$ erhält man für LIA die Transmissionsbereiche nach Tabelle 7:

Durchmesser d/mm	Länge L = 1 m Transmission T/%	Länge L = 3 m Transmission T/%
2	51 ÷ 80	16,5 ÷ 62
1,5	49,5 ÷ 77,5	14,5 ÷ 56
1	45,5 ÷ 72	12 ÷ 45
0,5	38 ÷ 58,5	7 ÷ 25
0,1	7,5 ÷ 12	< 0,1

Tabelle 7: Transmissionsbereiche

(Maximale Transmissionswerte für $\alpha_L = 0,00023 \text{ cm}^{-1}$

Minimale Transmissionswerte für $\alpha_L = 0,0046 \text{ cm}^{-1}$)

Tabelle 7 zeigt deutlich, welchen entscheidenden Einfluß R_K auf die Transmission bei Lichtleitern mit kleinem Durchmesser hat. Kunststofflichtleiter der gegenwärtigen Generation (R_K, a_L -Werte) sind für Längen größer als 1 m bei Durchmessern kleiner als 120 μm nicht anwendbar, wenn Transmissionswerte größer 20% gefordert werden. Dies steht in Übereinstimmung mit Tabelle 6 und Bild 46.

3. $R_K = 1 - 0,0573 \cdot \arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_0 \right)$; LIA: die a_L -Abhängigkeit wird für $\theta_0 > 10^\circ$ unabhängig vom Durchmesser kleiner als 3%, während für

$\theta_0 < 10^\circ$ die Durchmesserabhängigkeit vernachlässigbar klein wird. Für $d = 1,5 \text{ mm}$ wird bei $\theta_0 = 30^\circ$ die Transmission für $L > 1 \text{ m}$ kleiner als 1%, während für $\theta_0 = 0,1^\circ$ bei $L = 3 \text{ m}$ immerhin $T = 23 \div 32\%$ beträgt.

Für $d = 0,5 \text{ mm}$ wird $T < 1\%$ bereits bei $\theta_0 = 30^\circ$ bei $L > 0,3 \text{ mm}$ erreicht. Die Kombination LLB ist mit diesen Werten vergleichbar, jedoch verschiebt sich die Kompensationslänge durchweg nach höheren Werten.

4. $R_K = 1 - 0,273 \cdot \arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \sin \theta_0 \right)^{1,07}$: Für $\theta_0 < 5^\circ$ sind die Abweichungen gegenüber dem vorherigen Fall vernachlässigbar klein. Relativ steile ($\theta_0 \leq \theta_{0C}$) Strahlen erfahren aber eine zunehmende Dämpfung, die Lichtleiter mit einem solchen R_K nur für Längen kleiner 0,5 m geeignet erscheinen lassen. Eine Anwendung besteht für solche Fälle, in denen θ_0 sehr klein bleibt, d.h. für gerade Lichtleiter.

In Bild 47 sind verschiedene theoretische, nach Gl. (184b), und experimentell ermittelte Transmissionen dargestellt. Die willkürliche theoretische Wahl $\theta_0 = 10^\circ$ kann entweder experimentell am Lichtleiteranfang einjustiert werden oder ist als Äquivalent für eine mittlere Krümmung anzusehen, die nach Gl. (44) bzw. (48) bei $y = 0$, $\theta_0 = 0^\circ$ mit $r \approx 166 \cdot \frac{d}{2}$ den bei der Transmissionsmessung vorkommenden Krümmungen entspricht.

Aus einem Vergleich der Kurven können die experimentell ermittelten Parameter bestimmt werden.

Eine Anwendung des Kunststoff-Lichtleiters zur Datenübertragung im Nahbereich ist mit den heute erzielbaren Dämpfungswerten nicht mehr so unrealistisch, wie es von verschiedenen Autoren noch vor 2 Jahren gesehen wurde /106/, /110/.

Der Einsatz eines Lichtleiters aus Kunststoff in der störsicheren Datenübertragung z.B. zwischen peripheren Geräten und Zentraleinheiten hängt ganz davon ab, ob entweder durch Verbesserung der heutigen Lichtleiterherstellungsverfahren oder durch Neuentwicklungen Kunststoffmaterialien mit einer um eine Größenordnung geringeren Dämpfung möglich sind. Bei dieser Aufgabe sind dann auch die in Abschnitt 3 berichteten Verlustursachen bezüglich ihres Einflusses zu optimieren.

4.4.2 Spektrale Transmission

Die von verschiedenen Autoren /111/, /112/, /183/ aufgestellte Behauptung, daß Polymere keine spezifische Absorption im sichtbaren Teil des Spektrums der EMS aufweisen, ist nur näherungsweise für vergleichsweise dünne Proben richtig, wobei dünn hier abhängig vom Kunststoff Werte zwischen 200 μm und 5 mm bezeichnet. In diesen für Lichtleiterapplikationen geringen Schichtdicken sind die hochtransparenten und glasklaren Kunststoffe visuell betrachtet auch farblos. Die Tatsache, daß Polymere im Infraroten spezifische Absorptionsbänder besitzen, ist dagegen schon seit langem bekannt und stellt heute eine der wichtigsten Methoden zur Polymeranalyse dar. Eine Zusammenstellung der IR-Absorptionsbänder der wichtigsten Funktionalgruppen der Kunststoffe findet sich z.B. in /111/, /122/, /126/.

Die in Abschnitt 3.1.1 und 3.1.3 behandelten Verlustursachen der Reflexion und Streuung können keinen Aufschluß über den innermolekularen Aufbau der Kunststoffe geben. Voraussetzung für eine Absorption und anschließende Umwandlung von EMS in eine andere Energieform über verschiedene Anregungszustände der Polymermoleküle ist das Vorhandensein eines permanenten elektrischen Dipolmomentes, da nur bei Übereinstimmung der Frequenz der einfallenden Lichtwelle mit einer durch Quantenbedingungen erlaubten Dipolfrequenz eine merkliche Wechselwirkung Licht-Materie mit der Anregung von Grundschwingungen, Harmonischen- oder Kombinationsschwingungen auftreten kann. Die Absorption ist daher ein selektiver Prozeß und die eigentliche spektroskopische Bestimmungsgröße.

Für Kunststoff-Lichtleiter sind bisher nur sehr wenige spektrale Untersuchungen bekannt geworden /40/, /43/, /104/, /105/, /155/, /157/, /159/, /161/, /162/, /163/, /164/, die fast ausnahmslos auf einem Original /191/ basieren und keine oder unvollständige Materialangaben enthalten. Ein Vergleich verschiedener Lichtleitermaterialien und eine Interpretation der Spektren fehlen vollständig. Auch die Zahl der Durchlässigkeitspektren der verschiedenen Kunststoffe ist im sichtbaren Spektralbereich gering. Meist wurden nur hochtransparente Proben mit 1 bis 10 mm Dicke gemessen, die keine wellenlängenselektive Dämpfung aufwiesen /134/. Dies führte dann zu der bereits zitierten Angabe der nichtselektiven Dämpfung im gesamten sichtbaren Spektralbereich. Im nahen IR sind dagegen bereits bei 1 mm Schichtdicke Absorptionsbanden berichtet worden /134/.

In einer Untersuchungsreihe wurde die spektrale Transmission von Kunststoff-Grundmaterialien und Kunststoff-Lichtleitern mit der in Bild 48 schematisch wiedergegebenen Meßanordnung ermittelt.

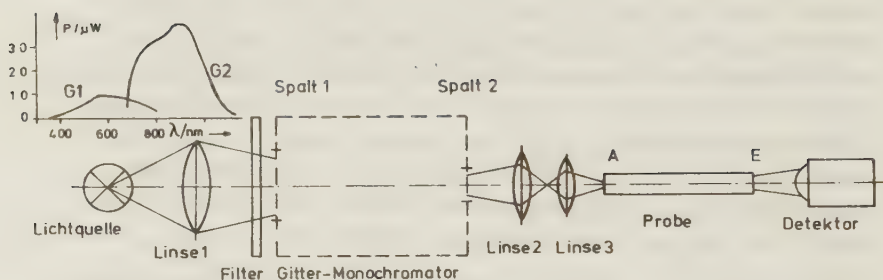


Bild 48: Meßanordnung zur Ermittlung der spektralen Transmission

Als Weißlichtquelle wurde eine Halogenlampe mit der hinter Linse 3 gemessenen Kennlinie verwendet, da sie im hier interessierenden Bereich polychromatisches Licht fast gleicher Leistung emittiert. Die beiden Kurvenzüge ergeben sich aus der Verwendung von 2 Gittereinsätzen im Monochromator für die Wellenlängen-Bereiche G1: $350 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$ und G2: $700 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1300 \text{ nm}$ und aus der Filtercharakteristik, wobei für Gitter G1 das Filter KG1*) und für Gitter G2 das Filter RG695**) zur Unterdrückung der IR-Anteile bzw. zur Vermeidung des Spektrums 2. Ordnung in den Strahlengang gesetzt wurde. Die Eichung des Monochromators wurde mit Hilfe der Laserwellenlängen $\lambda_0 = 454,5 \text{ nm}$; 488 nm und $514,5 \text{ nm}$ eines Argon-Ionen-Lasers, sowie bei $\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$ eines He:Ne-Lasers und bei $\lambda_0 = 1060 \text{ nm}$ eines Nd:YAG-Lasers vorgenommen. Die Wahl des Eintritts- und Austrittsspalt wurde für Gitter G1 bzw. Gitter G2 so gewählt, daß die 3 dB-Bandbreite des Meßlichtes bei Punkt A 2 bzw. 3 nm betrug. Diese Bandbreiten ergaben sich als meßtechnischer Kompromiß zwischen der Monochromasie-forderung und der Minimalleistungs-forderung bezogen auf die Monochromator-spaltbreiten. Das Verhältnis der 3dB-Bandbreiten zu den gemessenen Halbwertsbreiten der Absorptionsbanden war stets kleiner als 1/5. Die Messung der Transmission erfolgte in 5 nm-Stufen, wobei Minima und Maxima zusätzlich ermittelt wurden. Die geeignete Auswahl der Probenlängen bestimmt entscheidend die Genauigkeit der Messung und muß daher durch Vorversuche ermittelt werden. Die Meßergebnisse der spektralen Lichtleiter-Gesamt-dämpfung $\alpha_{TL}(\lambda)$ bzw. der spektralen Grundmaterialdämpfung $\alpha_G(\lambda)$ sind in

*) Wärmeabsorptionsglas (Schott)

**) Anlagenglas mit Kantenlage bei 695 nm bei 3 mm Glasdicke (Schott)

den Bildern 49 bis 52 dargestellt. Die Meßwerte können nicht als minimale Dämpfungswerte betrachtet werden; sie haben vielmehr vergleichenden Charakter, da nach Linse 3 am Probenanfang A ein quasi-astigmatischer Strahl mit einer Divergenz in den 2 Meridionalhauptebenen von 25° bzw. 45° vorlag. Diese Tatsache ergab insbesondere für die Grundmaterialien mit einer Probenlänge größer 10 cm zu große Dämpfungswerte, da der bei B austretende transmittierte Strahl einen größeren effektiven Durchmesser als die Detektorapertur aufwies. Hierdurch wird aber lediglich die Prägnanz der Absorptionsmaxima reduziert; die kennzeichnende Absorption selbst bleibt unverändert.

Bei Lichtleitern treten die genannten Aperturprobleme auf Grund des Lichtleiteffektes nicht auf. Die Dämpfungswerte entsprechen aber nicht denjenigen für Einfallswinkel $\theta_0 = 0^\circ$. Die durch die unterschiedlichen Dispersionen $dn/d\lambda$ von Kunststoffkern und Mantel bestimmten wellenlängenabhängigen Aperturwinkel blieben in den folgenden Betrachtungen unberücksichtigt. Die bei einer einfachen Monochromatoroptik auftretenden Apertur- und Divergenzprobleme treten bei der Messung mit einem durchstimmbaren Laser nicht auf. Zum Vergleich wurde daher die Feinstruktur der spektralen Transmission mit einem von einem Argon-Ionen-Laser bei $\lambda_0 = 514,5$ nm gepumpten Farbstofflaser untersucht. Der verwendete Farbstoff Rhodamin 6G in Alkohol gestattete eine kontinuierliche Messung im Wellenlängenbereich $540 \text{ nm} \leq \lambda_0 \leq 630 \text{ nm}$. Das Ergebnis einer Messung an einer PS/PMMA-Lichtleiterprobe ist ebenfalls in Bild 49 dargestellt. Darüberhinaus wurden Messungen bei den Hauptlinien ($\lambda_0 = 454,5; 457,9; 465,8; 472,7; 476,5; 488; 496,5; 501,7; 514,5$ und $528,7 \text{ nm}$) des Argon-Ionen-Lasers, bei der roten He:Ne-Laser-Linie ($\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$) und bei $1,06 \mu\text{m}$ (Nd:YAG-Laser) durchgeführt. Sie sind als Absolutwerte in Bild 49 u.a. für einen PMMA/F-cop.-Lichtleiter wiedergegeben.

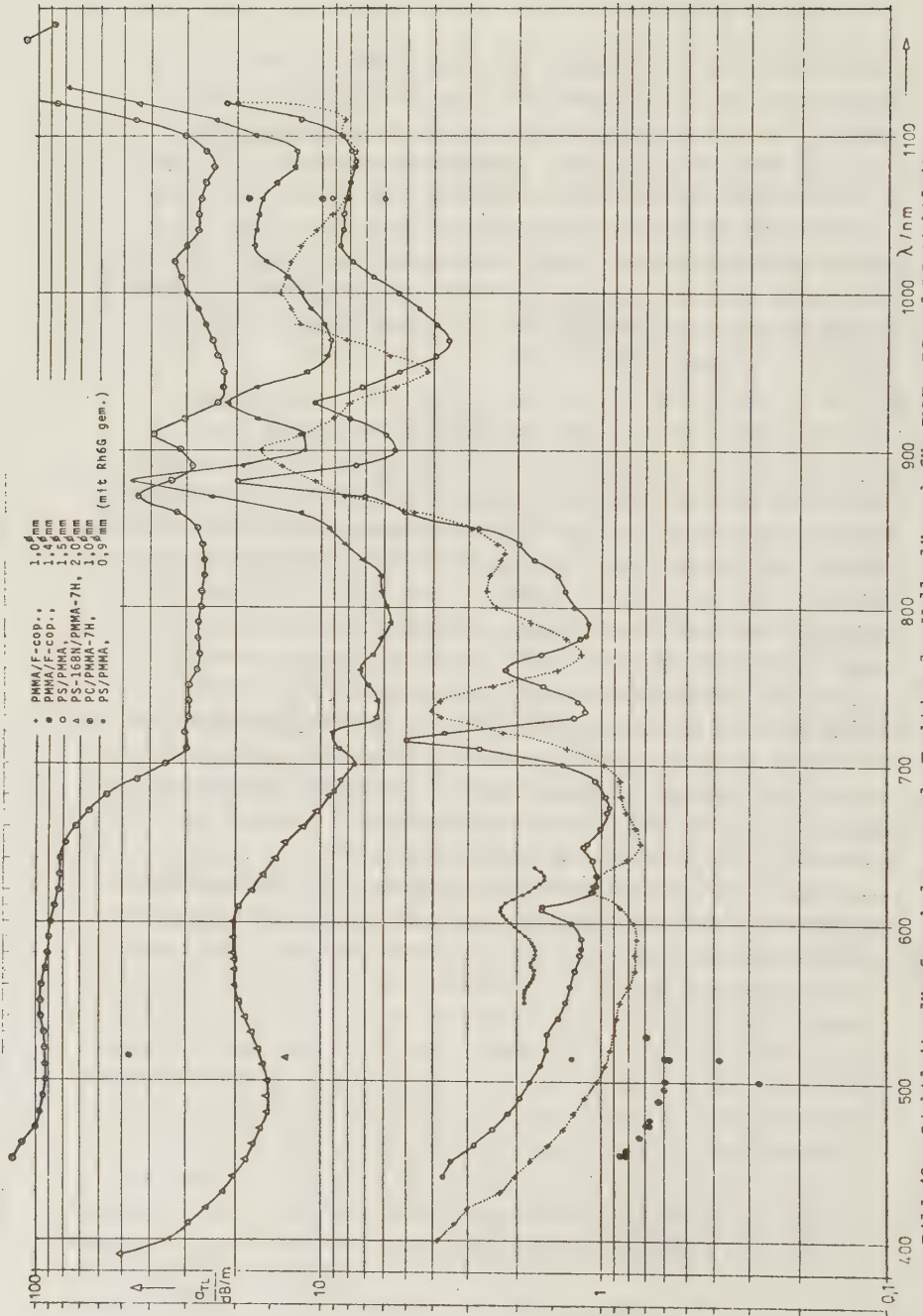


Bild 49: Lichtleiterdämpfungsbeleg a_{TL} als Funktion der Wellenlänge λ für PMMA, PS und PC-Lichtleiter

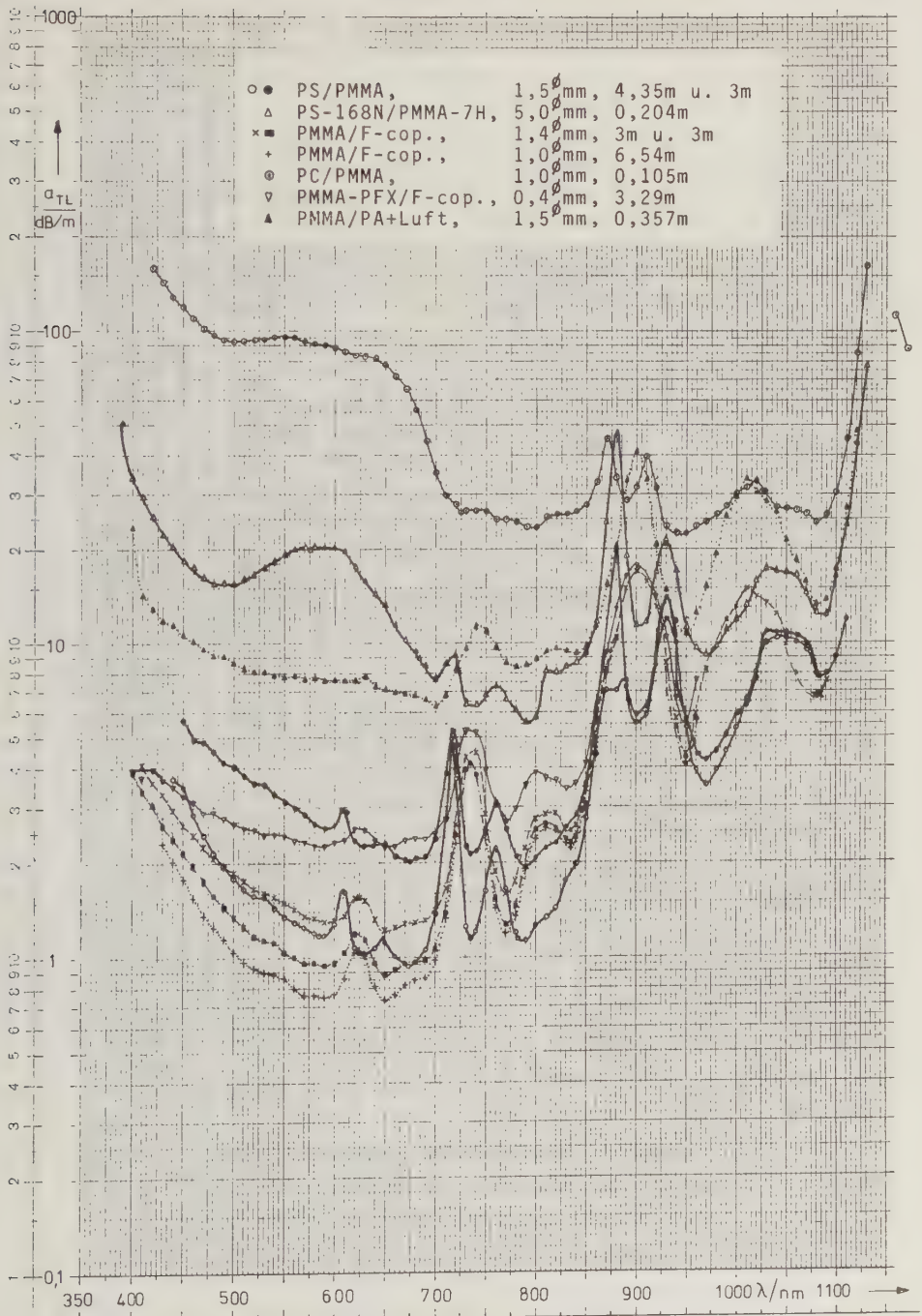


Bild 50: Lichtleiterdämpfungsbelag α_{TL} als Funktion der Wellenlänge λ für verschiedene Kern/Mantel-Kunststofflichtleiter.

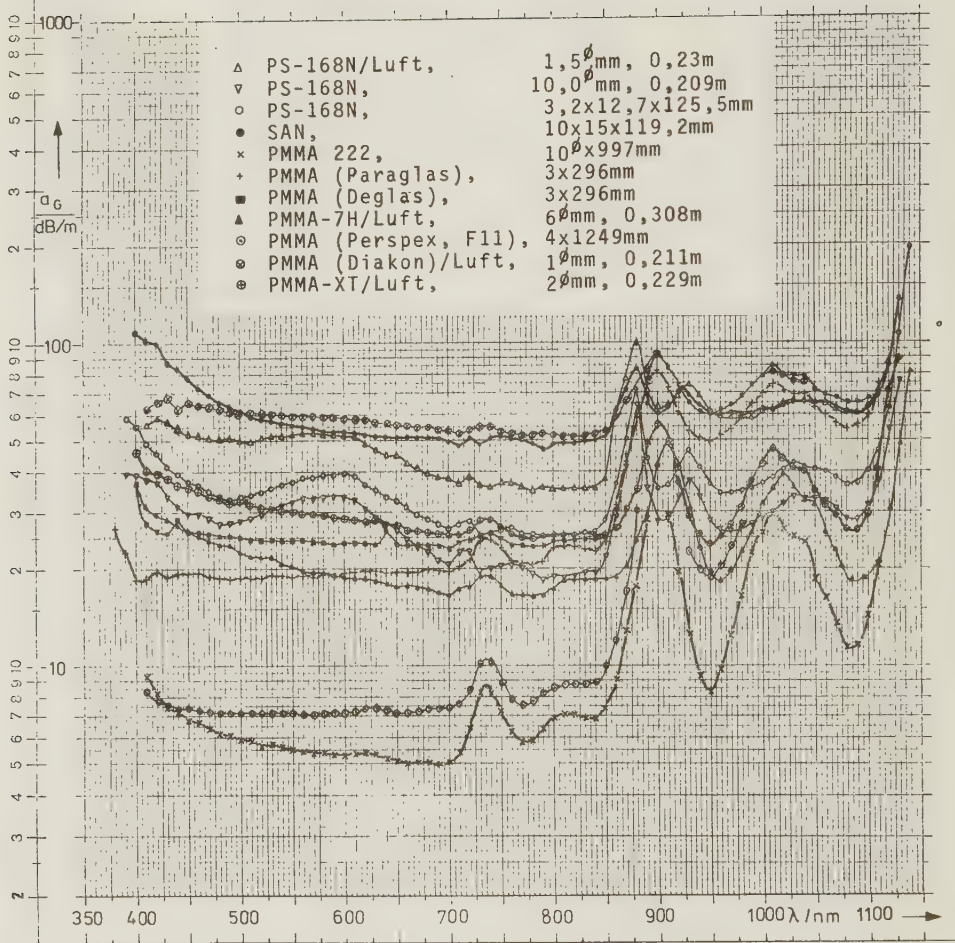


Bild 51: Grundmaterialdämpfungsbeleg a_G als Funktion der Wellenlänge λ für verschiedene Kunststoffe.

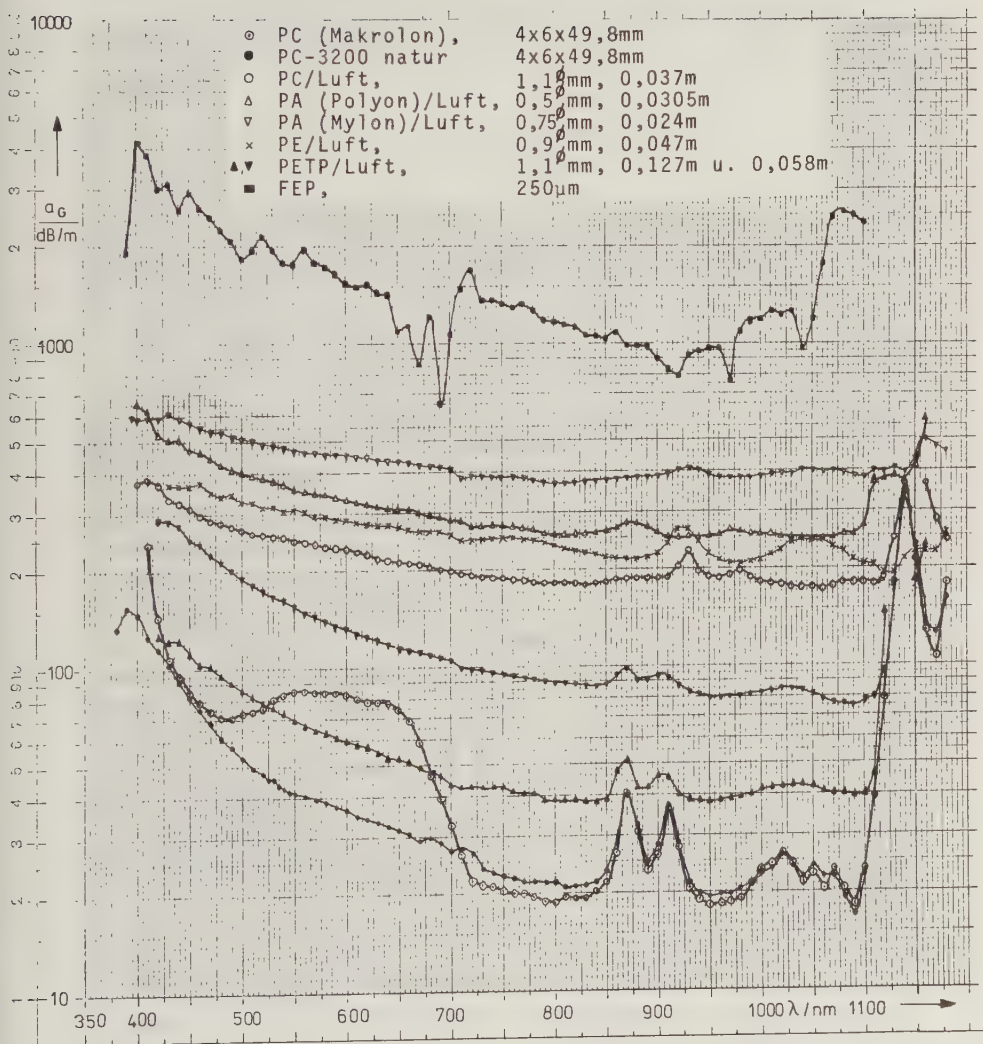


Bild 52: Grundmaterialdämpfungsbelag a_G als Funktion der Wellenlänge λ für verschiedene Kunststoffe.

Für Lichtleiter kann man neben der Gesamtdämpfung die spektrale Transmission $T(\lambda)$ in Abhängigkeit von der Lichtleiterlänge L angeben, wobei die Maßstabsverzerrung beachtet werden muß. Die Messung erfolgte ebenfalls nach dem Schema in Bild 48. Das Ergebnis ist in Bild 53 dargestellt.

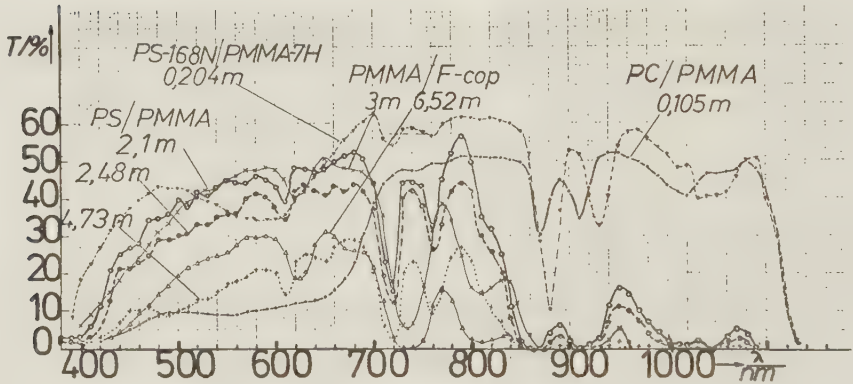


Bild 53: Spektrale Transmission $T(\lambda)$ als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Längen L ;
PS/PMMA, PS-168N/PMMA-7H-, PMMA/F-cop- und PC/PMMA-Lichtleiter.

Die Auswertung der Meßergebnisse für die Gesamtdämpfung und die Transmission erfolgte nach den Gln. (181) und (184). Da der Reflexionsgrad R bei spektralen Untersuchungen eine Funktion der Wellenlänge ist, wurde für die verschiedenen Kunststoffe eine Dispersionsformel ermittelt. Mit der näherungsweise gültigen Beziehung

$$n^2(\lambda) \approx A_0 + A_1 \cdot \lambda^2 + A_2 \cdot \lambda^{-2} \quad (185)$$

für den wellenlängenabhängigen Brechungsindex wurden aus den Brechungsindexkurven nach /169/, /183/ für Polystyrol und Polymethylmethacrylat folgende Näherungen ermittelt:

$$\text{PS:} \quad n^2(\lambda) \approx 2,3861 + 0,0791 \cdot \left(\frac{\lambda}{\mu\text{m}}\right)^2 + 0,0397 \cdot \left(\frac{\lambda}{\mu\text{m}}\right)^{-2}$$

$$\text{PMMA:} \quad n^2(\lambda) \approx 2,1847 + 0,01139 \cdot \left(\frac{\lambda}{\mu\text{m}}\right)^2 + 0,0145 \cdot \left(\frac{\lambda}{\mu\text{m}}\right)^{-2}$$

Für den PMMA-Typ "Perspex" werden von Ogorkiewicz /165/ durchweg größere Brechungsindizes angegeben.

Mit Gl. (185) läßt sich für $n_0 \approx \text{const}(\lambda)$ die Wellenlängenabhängigkeit des Fresnel-Reflexionsgrades $R(\lambda)$ angeben.

Es gilt:

$$\frac{dR}{d\lambda} = 4 \cdot \frac{n_0 \cdot [n(\lambda) - n_0]}{[n(\lambda) + n_0]^3} \cdot \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} = 4 \cdot n_0 \cdot \frac{n(\lambda) - n_0}{[n(\lambda) + n_0]^3} \cdot [2 \cdot A_1 \cdot \lambda - 2 \cdot A_2 \cdot \lambda^{-3}] \quad (186)$$

Bei der spektralen Messung der Transmission bzw. Dämpfung von Lichtleitern ist weiterhin zu beachten, daß der spektrale Einfluß des jeweiligen Mantelmaterials mitgemessen wird, da nach Abschnitt 3.1.5 insbesondere bei intensiven Absorptionsbändern des Mantelmaterials eine erhöhte Gesamtdämpfung für den Lichtleiter resultiert. Gl. (185) berücksichtigt die Brechungsindexänderung bei einem Absorptionsmaximum nicht. Da eine selektive Absorption aber mit einer mehr oder weniger ausgeprägten selektiven Brechungsindexänderung verbunden ist, kann es vorkommen, daß der Brechungsindex des Kerns kleiner als oder vergleichbar mit dem Mantelbrechungsindex wird, wodurch eine zusätzliche Dämpfung im Absorptionsband auftreten kann, die dann außerdem gegenüber einer Messung an einem Lichtleiter mit einem Luftmantel eine Verbreiterung zum Längerwelligen aufweisen kann. Eine analoge Betrachtung kann für das Mantelmaterial angestellt werden. Begünstigt wird das Auftreten dieser Dämpfungsverlaufmodifizierung bei kleinen Brechzahldifferenzen. Eine quantitative Ermittlung des Einflusses ist bei Kunststoffen zur Zeit noch nicht möglich, da keine Daten über den anomalen Dispersionsverlauf der Kern- und Mantelmaterialien im sichtbaren Spektralbereich vorliegen.

Aus den Bildern 49 und 50 lassen sich folgende relative Absorptionsmaxima und -minima ablesen:

Lichtleitertyp	Maxima				Minima			
	Wellenlänge		+ Dämpfungsbelag		Wellenlänge		+ Dämpfungsbelag	
	nm	dB/m	nm	dB/m	nm	dB/m	nm	dB/m
PMMA/F-coop.	624	1,08	900	16,3	590	0,75	834	2,23
	734	4,05	1000	14,0	650	0,73	950	4,2
	810	2,59	1100	8,6	770	1,18	1090	7,6
							1110	8,3
PS/PMMA (analog: PS-168N/ PMMA-7H)			759	2,22	584	1,17	790	1,11
	608	1,63	880	19,8	630	1,03	900	5,5
	648	1,16	930	10,5	673	0,93	970	3,55
	715	4,95	1030	8,6	734	1,14	1083	7,6
PC/PMMA-7H	550	96,0	1020	33,0	500	92,0	950	22,1
	870	44,0	≈1140	>200	820	26,0	1080	24,0
	910	39,0			890	28,8		

Tab. 8: Relative Absorptionsmaxima und -minima verschiedener Kunststofflichtleiter im Sichtbaren und nahen Infrarotbereich.

Nach den vorliegenden Ergebnissen ist die Aussage in /155/, daß alle kommerziellen Kunststoffe bei 900 nm opak sind, nicht haltbar. Ein Absorptionsmaximum zeigt bei 900 nm bei den hier untersuchten Lichtleitern nur PMMA/F-cop., während z.B. PS/PMMA ein relatives Minimum aufweist. Die verschiedenen hier untersuchten Kunststofflichtleiter zeichnen sich durch eine Reihe von Absorptionsbanden im Sichtbaren und im nahen Infrarotbereich aus. Nach dem Stand der Technik kann daher der Bereich von 400 bis 1170 nm hinsichtlich des dämpfungssärmsten Kunststofflichtleiters etwa nach Tabelle 9 eingeteilt werden:

Wellenlängenbereich / nm	Kern/Mantel-Kombination
400 ÷ 615	PMMA/F-cop.
615 ÷ 630	PS/PMMA
630 ÷ 665	PMMA/F-cop.
665 ÷ 680	PS/PMMA oder PMMA/F-cop.
680 ÷ 720	PMMA/F-cop.
720 ÷ 750	PS/PMMA
750 ÷ 775	PMMA/F-cop.
775 ÷ 850	PS/PMMA
850 ÷ 870	PS/PMMA oder PMMA/F-cop.
870 ÷ 885	PMMA/F-cop.
885 ÷ 920	PS/PMMA
920 ÷ 935	PMMA/F-cop.
935 ÷ 995	PMMA/F-cop. oder PS/PMMA
995 ÷ 1060	PS/PMMA
1060 ÷ 1100	PS/PMMA oder PMMA/F-cop.
1100 ÷ 1120	PMMA/F-cop.
≥1160	PC/PMMA

Tabelle 9: Wellenlängenabhängige Auswahl der Kern/Mantel-Kombination

Da Lichtleiter vom Typ PC/PMMA als Extrusionstypen in der herstellungsbedingten Qualität nur mit Lichtleitern vom Typ PS-168N/PMMA-7H vergleichbar waren, so könnte ihr Einsatzgebiet auch im Frequenzbereich der Minima bei 880:895 nm; 930:940 nm und 1040:1085 nm liegen. Dieser Bereich ist speziell interessant für Halbleiter-Laserapplikationen und bei Nd:YAG- und Nd:Glas-Lasern. So wurde mit 18 dB/m für einen PC/PMMA-7H Lichtleiter bei 1 mm Durchmesser mit einem Nd:YAG-Laser (1060 nm) ein hoffnungsvoller Dämpfungswert gemessen. Schon jetzt ist der PC/PMMA-Lichtleiter allen anderen untersuchten Lichtleitern im Bereich ≥ 1160 nm überlegen. Eine experimentelle Festlegung der oberen Wellenlängengrenze fehlt noch. Aus der spektralen Absorption der Grundmaterialien in Bild 51 und 52 lassen sich Vorhersagen über die Verwendbarkeit als Lichtleiter machen. So ist z.B. das visuell betrachtet leicht gelbbraune PC-3200 natur dem PC-Typ Makrolon, der im PC/PMMA-7H-Lichtleiter Verwendung fand, bis 700 nm unbedingt vorzuziehen. Ein Lichtleiter dieses PC-Kerntyps ist bisher noch nicht untersucht worden. Nach den Ergebnissen in

Bild 49 und 50 zeichnet sich der PS-Typ 168N durch ein sehr breites Absorptionsband um 600 nm aus. Diese Tatsache sollte durch die Auswahl eines geeigneten PS-Typs zu einer weiteren Verbesserung der PS/PMMA-Lichtleiter führen.

Die Kunststoffe PE, PA, PETP und FEP, deren spektrale Absorption in Bild 52 dargestellt ist, eignen sich nach den vorliegenden Daten nicht als Lichtleiterkernmaterial, könnten aber wegen der relativ niedrigen Dämpfung durchaus als Mantelmaterialien untersucht werden. Selbst FEP zeigt zwischen 665 und 700 nm und zwischen 900 und 975 nm Dämpfungen unter 1000 dB/m. Bisherige Messungen zeigten zwischen 0,5 und 2,5 μm bei FEP wegen der fehlenden Meßgenauigkeit keine selektiven Absorptionen /187/.

Bei den Polymeren führen Wechselwirkungen zwischen den Molekülen und der einfallenden Strahlung im fernen IR ($\lambda > 50 \mu\text{m}$ nach Triple Commission for Spectroscopy) zu Molekülrotationen und damit zu Rotationsspektren. Zur Anregung von Molekülschwingungen sind höhere Frequenzen erforderlich, so daß die Rotations-Schwingungsspektren in den Bereich des mittleren IR ($2,5 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 50 \mu\text{m}$) fallen. Im nahen IR ($0,75 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2,5 \mu\text{m}$) und im hier besonders interessierenden Bereich des sichtbaren Spektrums treten vorzugsweise Oberschwingungen auf. Unterhalb ca. 400 nm werden die Valenzelektronen der Polymere durch die EMS angeregt. Mit wenigen Ausnahmen sind es dabei die π -Elektronen der Mehrfachbindungen und die n-Elektronen der sog. Heteroatome. Die Anregung der σ -Elektronen der Einfachbindungen fällt dagegen in den Bereich des Vakuum-UV ($10 \text{ nm} \leq \lambda \leq 200 \text{ nm}$). Da die Energie zur Anregung z.B. eines π -Elektrons stets auch zur Anregung von Schwingungs- und Rotationszuständen ausreicht, ist die Struktur der im sichtbaren Spektralbereich zu erwartenden Elektronenspektren stets von Rotations-Schwingungsspektren überlagert und auf Grund der resultierenden Kompliziertheit der Absorptionsbanden schwierig zu deuten. Zu Analysezwecken bedient man sich daher in der Regel der IR-Spektroskopie. Die Bilder 54, 55 und 56 zeigen die mit einem Perkin-Elmer-Spektrometer aufgenommenen Transmissionskurven im mittleren IR für verschiedene hier untersuchte Lichtleiterkern- und -mantelmaterialien. Ein Vergleich der Spektren im mittleren IR und im Sichtbaren zeigt deutlich die unterschiedlichen Bandenstrukturen.

Die Erfahrung lehrt, daß die Spektren der Polymeren meist einfacher sind als diejenigen der zugehörigen Monomeren. Die Auswertung der Spektren von Hochpolymeren wird daher nach empirischen Regeln und an Hand vorliegender sog. Colthup-Tabellen und Spektren /136/, /145/, /146/, /151/, /152/, /171/ vorgenommen. Aus den vermessenen Materialien und den zugehörigen Spektren

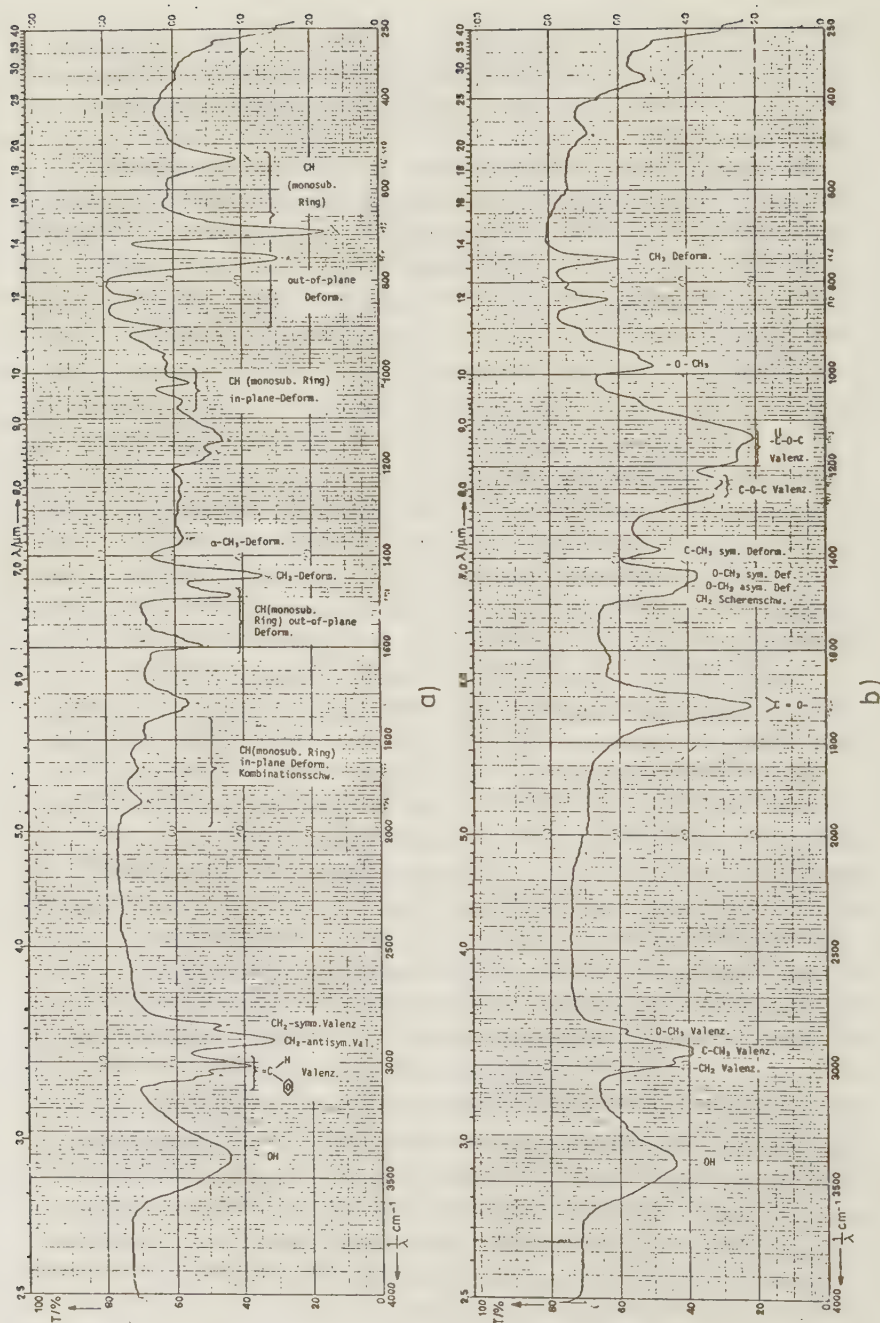
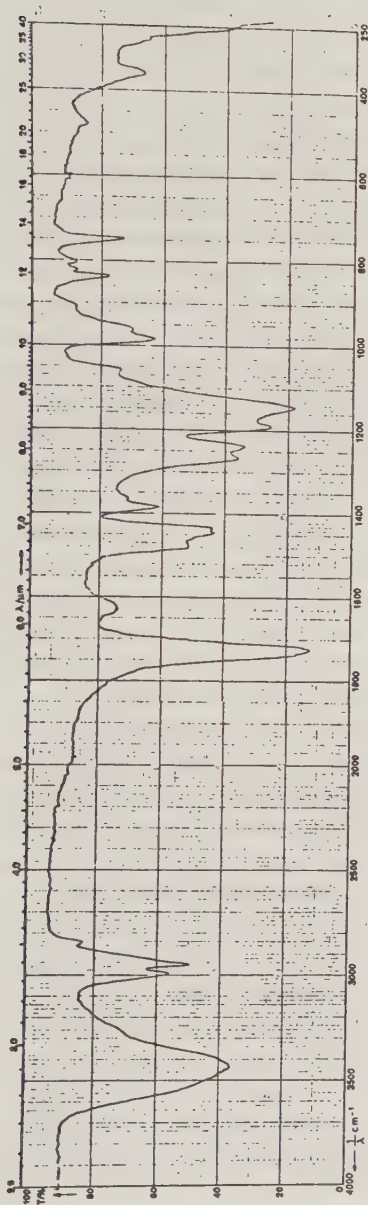
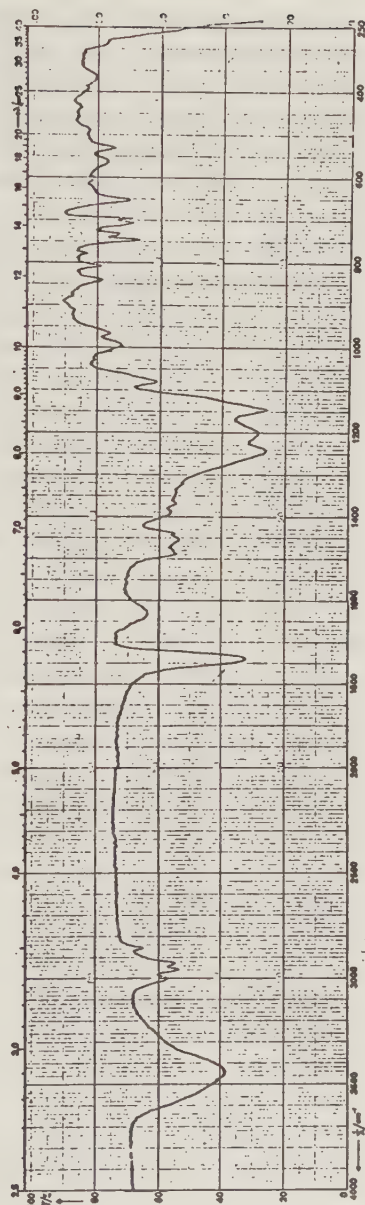


Bild 54: IR-Transmissionsspektrum eines PS/PMMA-Lichtleiters

a) PS-Kern; b) PMMA-Mantel



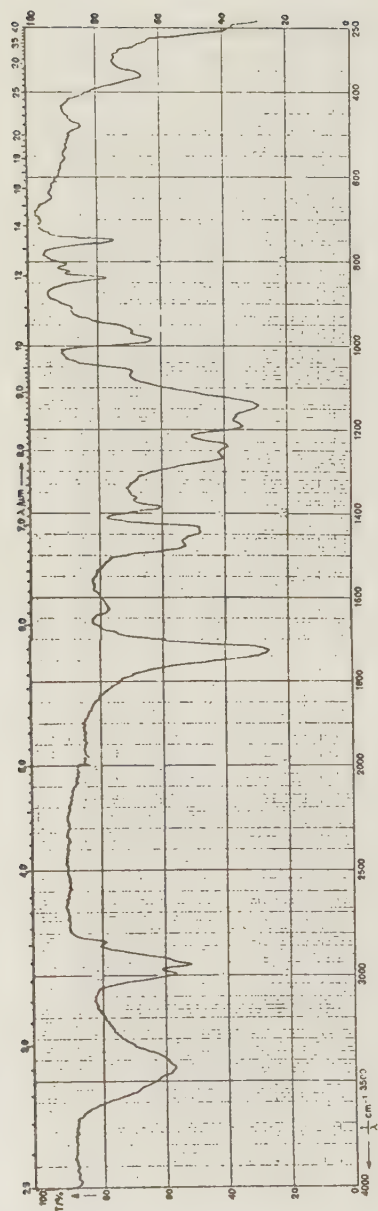
a)



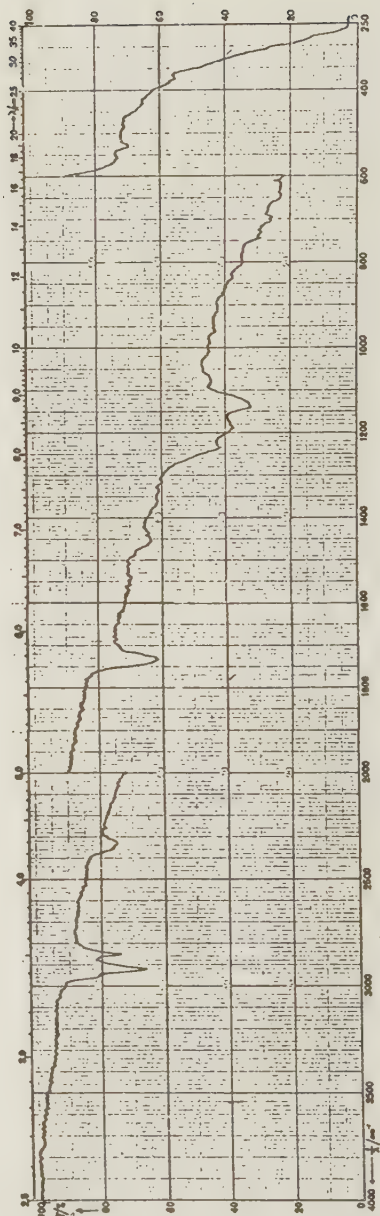
b)

Bild 55: IR-Transmissionsspektrum eines PMMA/F-cop.-Lichtleiters

a) PMMA-Kern; b) F-cop.-Mantel



a)



b)

Bild 56: IR-Transmissionsspektrum eines PMMA-PFX/F-cop.-Lichtleiters

a) PMMA-Kern; b) F-cop.-Mantel (FMIR-Technik)

konnten in der Vergangenheit die bestimmten Wellenlängen entsprechenden Mikrosystemgruppierungen (Atome und Moleküle) ermittelt werden. Diese Absorptionsbanden der Funktionalgruppen werden vom Molekülrest nahezu nicht beeinflusst. Es gibt aber auch Absorptionsbanden, die ein größeres Molekül als Ganzes kennzeichnen. Diese sog. Gerüstschwingungen werden durch geringe Strukturänderungen bei den Polymeren in ihrer absoluten Frequenzlage verändert, wodurch letztlich eine Identifizierung der verschiedenen Polymere möglich wird. Das Polystyrolmolekül ist nach Smakula /127/ aus den Grundmolekülen des Styrols $C_6H_5-CH=CH_2$ und des Äthylbenzols $C_6H_5-CH_2-CH_3$ zusammengesetzt. Folglich sind primär auch diese beiden Grundbausteine für die Absorptionsverhältnisse verantwortlich. Das IR-Spektrum in Bild 54a wird durch die 2 Absorptionsbanden bei 690 cm^{-1} und 750 cm^{-1} , die 2 Banden bei 1445 und 1485 cm^{-1} sowie die sog. "5-Fingerbanden" bei 1720 , 1795 , 1865 und 1935 cm^{-1} für PS typisch. Dabei zeigt das Fehlen der fünften Bande der 5 Finger und die Einfachheit der Banden bei 900 cm^{-1} und 1065 cm^{-1} , daß es sich um ataktisches amorphes PS handelt. Ebenso sind die beim kristallinen PS nach /135/ vorhandenen CH_2 - und CH -Nick- und Torsionsschwingungen bei ca. 1365 , 1310 und 1175 cm^{-1} nur angedeutet. Inter- und Intramolekulare Wechselwirkungen sind bei ataktischem *) PS geringer als beim isotaktischen**) PS. Daher zeigt das gemessene PS-Spektrum im wesentlichen die Styrolbanden /152/. Isotaktisches PS ist ein hochkristalliner oder teilkristalliner Kunststoff und daher als Lichtleiterkernmaterial ungeeignet. Die relativ starke Absorption bei 1720 cm^{-1} deutet auf eine durch Copolymerisation mit MMA (Methacrylsäureester) hervorgerufene Carbonylbande hin, wie insbesondere ein Vergleich mit Bild 54b zeigt. Möglicherweise ist hierdurch auch die geringe bathochrome (Verschiebung nach größeren Wellenlängen) PS-Spektrenverschiebung bedingt. Die ebenfalls auf ein Copolymerisat hindeutende relativ schwache Bande bei 1370 cm^{-1} kann aber nach der halbempirischen Methode von Thompson et al. /149/ auch durch das Vorhandensein von Methylgruppen im PS selbst bedingt sein; von Liang wird diese Deutung in /203/ als unwahrscheinlich bezeichnet und die Bande von 1376 cm^{-1} einer Kombination von sog. "out-of-plane"-Deformationsschwingungen bei 410 und 980 cm^{-1} zugeordnet, was allerdings im vorliegenden IR-Spektrum auf Grund der geringen Intensitäten der kombinierenden Fundamentalschwingungen ausgeschlossen werden kann.

*) Regellose Anordnung des Benzolringes an der Kohlenstoffkette

**) Benzolring stets auf einer Seite der Kohlenstoffkette

Die Möglichkeit der 1. Oberschwingung oder einer Kombinationsschwingung der Banden der sog. "out-of-plane"-Deformationsschwingungen der H-Atome des monosubstituierten Aromaten bei 690 und 750 cm^{-1} ist nicht auszuschließen. Die sog. "in-plane"-Deformationsschwingungen der H-Atome bei 1025 und 1070 cm^{-1} sind dagegen von vorneherein zu schwach, um wirkungsvolle Kombinationsschwingungen zu erzeugen. Nach /136/ könnte auch eine $\alpha\text{-CH}_3$ -Schwingung der Styrolbegleitkomponente α -Methylstyrol diese Bande hervorrufen. Für diese Annahme spricht auch die übereinstimmende Feinstruktur des Bandenkomplexes zwischen 2840 und 3080 cm^{-1} , die durch Valenzschwingungen des aromatischen Ringes hervorgerufen werden.

Nicht zu erklären ist zunächst die breite Absorptionsbande in den Bildern 54a, b, 55a, b und 56a bei ca. 3420 bis 3440 cm^{-1} . Bei diesen Wellenzahlen liegt die NH-Valenzschwingung, jedoch fehlt eine NH-Deformationsschwingung bei ca. 1550 cm^{-1} . Vom Polystyroxid ist eine intensive, breite und typische Bande bei 3450 cm^{-1} bekannt /136/, die als O-H-Valenzschwingung einer intermolekularen Wasserstoffbrücke zuzuordnen ist. Außerdem erfahren die beiden langwelligen Absorptionsbanden der C-H-Deformationsschwingungen bei Polystyroxid (Poly-1-phenyl-äthoxamer) eine geringfügige bathochrome Verschiebung wie sie auch im Spektrum des Bildes 54a vorliegt. Eine für reines Polystyroxid charakteristische - durch eine C-O-C-Valenzschwingung bedingte - breite und intensive Bande zwischen 1050 und 1130 cm^{-1} erscheint hypsochrom in den Wellenzahlbereich von 1120 bis 1180 cm^{-1} verschoben.

Für PMMA ist die Doppelbande bei 1250 cm^{-1} , die einer C-O-C-Valenzschwingung im ataktischen *) - oder syndiotaktischen**) PMMA entspricht, typisch. Das Vorhandensein einer Bande ist aber kein sicheres Indiz für die Anwesenheit einer bestimmten Struktureinheit. Zur Identifizierung der PMMA-Absorptionsbanden eignen sich insbesondere die Ausführungen von Salomon et al. /146/, wobei außerdem mit einem Standardspektrum für PMMA von $1,6 \div 2,2\text{ }\mu\text{m}$ nahezu die in Bild 54, 55 und 56 bestehende Wellenlängenlücke geschlossen werden kann. Im Gegensatz zu dem zwischen $3,6$ und $5,5\text{ }\mu\text{m}$ "unergiebigem" Wellenlängenbereich, der eigentlich Oberschwingungen der charakteristischen Banden zwischen $7,8$ und $11\text{ }\mu\text{m}$ enthalten sollte (wegen der großen Zahl möglicher Kombinationen ist vermutlich jedoch nur eine Über-Alles-Absorption vorhanden ohne selektive Bandenstruktur), könnte der NIR-Bereich bei einem Vergleich von Monomerem und Polymerem zur Monomergehaltsbestimmung herangezogen werden, wie dies in einem Beispiel in /146/ angedeutet wird. Obwohl Tabellen weiterer Kunststoff-Funktionalgruppen für den nahen IR-Bereich vorliegen

*) Regellose Anordnung der CH_3 -Gruppen an der Kohlenstoffkette

**) CH_3 -Gruppen befinden sich in regelmäßiger Folge abwechselnd auf verschiedenen Seiten der Kohlenstoffkette

/126/, /148/, ist die Spektren-Aussagekraft des Bereiches von $1:3 \mu\text{m}$ bislang nur ungenügend bekannt. Die bei 1440 und 1475 cm^{-1} auftretenden Banden werden bei PMMA CH_2 - und CH_3 -Deformationsschwingungen zugeschrieben, während die C-H-Valenzschwingung bei 2930 cm^{-1} liegt. Nach dem Methylacrylat-Spektrum in /149/ könnte die unterschiedliche Intensität der Bande bei $1620 \div 1630 \text{ cm}^{-1}$ in Bild 54b, 55a,b und 56a auf einen verschiedenen Monomergehalt hinweisen. Da das Spektrum in Bild 55a und 56a nur an einigen Stellen geringfügig von demjenigen in Bild 54b abweicht, kann hier auch das Kernmaterial PMMA erkannt werden. Eine Zuordnung der breiten Bande bei $3420 \div 3440 \text{ cm}^{-1}$ im PMMA-Spektrum zu einem Oxid wie bei PS ist nicht bekannt. Es bleibt letztlich noch die Deutungsmöglichkeit einer sog. "Geisterbande" /122/ und /151/, wonach die Absorption durch gebundenes Wasser in den zur Absorptionsmessung verwendeten KBr-Preßtabletten (Konzentration $16 \div 22/300 \text{ mg}$) zustande kam. Auch bei den relativ schwachen Banden bei $1620 \div 1640 \text{ cm}^{-1}$ dürfte es sich um Absorption des in KBr gebundenen Wassers handeln. Hierfür spricht letztlich auch die Gleichartigkeit der Spektren im Sichtbaren, wobei Lichtleiter mit verschiedenen PS-Kernen (bei denen Styroloxid ausgeschlossen war) gleiche Spektren-Struktur zeigten. Außerdem ist bei dem in FMIR-Technik gemessenen Spektrum eines Polyfluorkohlenstoff-Copolymerisates (F-cop.) in Bild 56b keine OH-Bande vorhanden. Die Absorptionsbanden um 1200 cm^{-1} in Bild 55b und 56b dürften C-F- und C-F₂-Valenzschwingungen zuzuordnen sein. Obwohl eine genaue Analyse der Mantelmaterialien in Bild 55 und 56 nicht vorliegt, so sind doch einige charakteristische Banden der Polyfluorolefine /151/ zu identifizieren. Berücksichtigt man die unterschiedlichen Aufnahmetechniken (KBr-Preßtablette bzw. FMIR), so unterscheiden sich Bild 55b und 56b im wesentlichen darin, daß in Bild 56b eine Bande bei 2340 cm^{-1} (evtl. 1. Oberschwingung der Bande bei 1140 cm^{-1}) fehlt, die in Bild 55b vorhanden ist, andererseits fehlt in Bild 56b die Bande bei 1630 cm^{-1} . Markante Banden bei 1075 , 1140 , 1240 , 1460 , 1730 , 2850 und 2920 cm^{-1} sind für PMMA kennzeichnend, wobei teilweise eine geringe bathochrome Verschiebung zu erkennen ist. Für PMMA allein jedoch ist, abgesehen vom Fehlen der Doppelbande, die Bande bei 1240 cm^{-1} in Bild 55b und 56b viel zu intensiv, aber durch eine C-F-Valenzschwingung zu erklären. Eine bei 650 cm^{-1} vorhandene Bande ist für den PMMA-Typ "Lucite" typisch /152/ und wird auf einen Benzolring zurückgeführt. Das vorliegende Mantelmaterial kann als F-cop. bezeichnet werden, d.h. es liegt ein Mischpolymerisat von Fluorkohlenstoffen und Methacrylsäureester (Telomer, fluorsubstituiertes Methacrylat) vor.

Die in Bild 56b vorliegenden Sprünge bei 2000 und 600 cm^{-1} sind durch Filterwechsel bedingt. In einer Untersuchung wurde die Transmission der nur als 10:15 μm dicken Schicht vorliegenden Mantelmaterials gemessen. Als Grundmaterialdämpfung a_g des F-cop. kann danach mit 200:350 dB/m bei $\lambda_0=514,5 \text{ nm}$ gerechnet werden. Der quantitative Wert war bedingt durch die geringe zur Verfügung stehenden Dicke und die Oberfläche des Materials nicht genauer zu ermitteln.

Bei den Messungen der spektralen Transmission von Kunststoff-Lichtleitern lassen sich die Bereiche des nahen IR und des sichtbaren Spektralbereiches vom mittleren IR trennen. Im nahen IR und im sichtbaren Spektralbereich treten die Oberschwingungen und die Kombinationsschwingungen als Bänder auf, deren Intensität gegenüber denjenigen der Fundamentalschwingungen verringert ist. Nach Gauthier /142/ bestimmt sich die Lage einer $(\nu-1)$ ten Oberschwingung der Wellenlänge λ_ν aus der Grundschiwingung der Wellenlänge λ_0 zu

$$\lambda_\nu = \frac{\lambda_0}{\nu \cdot (1 - \nu \cdot |x| + \nu^2 \cdot |y| - \nu^3 \cdot |z|)} ; \quad \nu = 1, 2, 3, \dots \quad (187)$$

$$|y|, |z| \ll 1$$

wobei ν die Schwingungsquantenzahl und $|x|, |y|, |z|$ Anharmonizitätskonstanten sind. Die Anharmonizität bedingt, daß die Lage der $(\nu-1)$ ten Oberschwingungen bei Wellenlängen zu suchen sind, die größer sind als λ_0/ν . Zur Bestimmung der Banden der Oberschwingungen und Kombinationsschwingungen sind nach Kaye /123/ wegen der geringeren Absorption größere Probenlängen erforderlich. Daher eignen sich insbesondere die hier untersuchten Lichtleitertypen für eine Spektraluntersuchung im Sichtbaren und im nahen IR.

Für die markanten CH-Valenzschwingungen (Schwingungen in Richtung der Valenzen verbunden mit Atomabstandsänderungen) werden in /124/ die Werte 0,01 bis 0,05 für x und 0,0004 für y angegeben. Die unsymmetrische Verteilung der Elektronen und Protonen in Polymermolekülen gibt Anlaß zu elektrostatischen Feldern, wodurch ein Einfluß auf Nachbarmoleküle ausgeübt wird. Als Folge dieser zwischermolekularen Wechselwirkung kommt es zu einer Verschiebung der Absorptionswellenlänge λ_0 um $\Delta\lambda$

$$\Delta\lambda = C \cdot \lambda_0 \cdot \frac{n^2 - 1}{2 \cdot n^2 + 1} \quad (188)$$

wobei nach /123/ der Konstanten C der Maximalwert 0,06 zukommt.

Aus der Kenntnis der spektralen Mittleren Infrarot-Absorption der verschiedenen Kunststoffe können die Absorptionsbanden im Sichtbaren und NIR interpretiert werden. Da sich die Intensität der Absorption beim Übergang der

Fundamentalschwingung zur 1. Oberschwingung verringert und da Kombinationschwingungen und höhere Oberschwingungen nur mit relativ geringer Absorption verbunden sind, werden bei PS und PMMA die Absorptionsbanden im Sichtbaren und NIR im wesentlichen durch Harmonische der CH-Valenzschwingungen zwischen 3,2 und 3,6 μm hervorgerufen. Kunststoffe ohne markante Absorptionen in diesem Bereich könnten daher im Sichtbaren und NIR dämpfungsarm sein. Ein solcher Kunststoff müßte dann allerdings quasi CH-frei sein. In Tabelle 10 sind die den Absorptionsbanden bei PS und PMMA entsprechenden Oberschwingungen (OS) aufgeführt, die sich aus den Fundamentalschwingungen im MIR und aus ihren charakteristischen Bandenformen bestimmen lassen.

Kern	Gruppe	x nach Gl. (187)	y	3.OS μm	4.OS μm	5.OS μm	6.OS μm	7.OS μm
PS	$\begin{array}{c} \text{H} \\ \\ -\text{C}- \\ \\ \text{H} \end{array}$	0,02	0,0004	1,27	0,93 (0,93)	0,758 (0,759)	0,643 (0,648)	0,56
PS	$\begin{array}{c} \text{H} \\ \\ -\text{C}- \\ \\ \text{O} \end{array}$	0,015	0,0004	1,17	0,88 (0,88)	0,714 (0,715)	0,603 (0,608)	0,54 (0,53)
PMMA	$\begin{array}{c} \text{H} \\ \\ \text{C}-\text{C}-\text{H} \\ \\ \text{H} \end{array}$	0,015	0,0004	1,18	0,899 (0,9)	0,73 (0,734)	0,615 (0,624)	0,534 (0,54)
PMMA	$\begin{array}{c} \text{H} \\ \\ -\text{C}- \\ \\ \text{H} \end{array}$	0,038	0,0004	1,25	0,98 ($\approx 0,98$)	0,812 (0,81)	0,706 (0,68)	0,63 (0,624)
PMMA	$\begin{array}{c} \text{H} \\ \\ \text{O}-\text{C}-\text{H} \\ \\ \text{H} \end{array}$	0,015	0,0004	1,22	0,927 ($\approx 0,93$)	0,75	0,633 ($\approx 0,63$)	
PMMA	$\begin{array}{c} \\ \text{C}=\text{O} \\ \end{array}$	0,011	0,0004	1,97	1,49	1,01 ($\approx 1,0$)	0,87 (0,87)	

Tab.10: Oberschwingungen im Sichtbaren und NIR (Werte in Klammer entsprechen Meßergebnissen)

Infolge der geringeren Intensität der Ober- und Kombinationsschwingungen sind zur Messung der Absorptionsbanden im Sichtbaren und NIR Lichtleiter einer bestimmten Länge besonders geeignet, wie die Bilder 49-52 zeigen. Die Oberschwingungen der CH-Valenzschwingungen zeichnen sich durch eine sog. Selbstreinigung des Spektrums aus, d.h. es erfolgt bis zur 5. OS eine relativ bessere Auflösung der Absorptionsbanden gegenüber derjenigen bei den Fundamentalschwingungsbanden. Ab der 6. OS macht sich aber bereits der zunehmende Einfluß der breiteren Absorptionsbande im NUV störend bemerkbar.

Nach /148/ treten im Bereich um $1,04 \mu\text{m}$ Kombinationsschwingungen auf. Dies könnte bei PS für die aliphatischen und aromatischen CH-Valenzschwingungen in den Kombinationen

$$3 \cdot \left(\frac{1}{\lambda}\right)_{\text{aliph.}} + \left(\frac{1}{\lambda}\right)_{\text{arom.}} \quad \text{und} \quad 3 \cdot \left(\frac{1}{\lambda}\right)_{\text{arom.}} + \left(\frac{1}{\lambda}\right)_{\text{aliph.}}$$

der Fall sein.

Die Absorptionsbanden bei PMMA sind wesentlich breiter als diejenigen des PS und kommen teilweise durch Überlagerung von Oberschwingungen verschiedener Funktionalgruppen zustande. Die beiden charakteristischen Absorptionsmaxima von PC bei 870 und 910 nm sind wahrscheinlich ebenfalls Oberschwingungen der CH-Valenzschwingungen. Infolge der relativ geringen Absorption um $3,4 \mu\text{m}$ (vgl. /182/) sind die Absorptionsbanden im NIR weniger intensiv. Der Einfluß der Oberschwingungen der C -  - und -  - O - Gruppe ist wegen der höheren Fundamentalwellenlänge entsprechend geringer.

Die zwischen $1,1 \mu\text{m}$ und $2,5 \mu\text{m}$ hier nicht diskutierten Absorptionsbanden finden sich z.B. für PMMA in /134/, /183/, /195/, für PS in /182/, /183/ und für PC in /196/, /182/.

Das von vielen Autoren bei Gläsern praktizierte Vorgehen, die spektrale Dämpfungskurve am kurzwelligen Ende des sichtbaren Spektrums mit der Dämpfung durch Rayleigh-Streuung zu identifizieren, war, wie die im Laufe der vergangenen Jahre immer weiter verkleinerten Dämpfungswerte zeigten, nicht immer gerechtfertigt. So liegen heute teilweise Glas- und Quarz-Lichtleiterdämpfungen unter den vor einiger Zeit vorhergesagten Minimalwerten der Rayleigh-Streuungs-Dämpfung. Da eine Angabe der Minimalwerte bei Kunststoffen bislang nicht ausreichend fundiert erscheint, wird als Minimaldämpfung für Polymere der Rayleigh-Wert der zugrundeliegenden Monomere vorgeschlagen. Nach /147/ werden für die organischen Flüssigkeiten Benzol 60÷80 dB/km, für Brombenzol 8 dB/km und für Chlorbenzol 12 dB/km angegeben. Zum Vergleich weisen die z.Zt. für Nachrichtenübertragung diskutierten Materialien nach Pinnow et al. /177/ bei $\lambda_0 \approx 0,5 \mu\text{m}$ folgende Streudämpfungsbelagwerte a_s

auf: für CCl_4 ca. 75 dB/km; für Silikat-Glas ca. 25 dB/km und für amorphen Quarz ca. 13 dB/km.

4.4.3 Opto-technologische Gesichtspunkte zur Lichtleiterherstellung

Die Auswahl der Lichtleitermaterialien muß nach der in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Methode erfolgen, da die Herstellerangaben meist keine geeignete Auskunft über die Transmission geben. So wird z.B. für PMMA ein Wert von 92% für die Lichtdurchlässigkeit nach DIN 4646 aufgeführt. Dieser Wert beinhaltet aber ausschließlich die Fresnelverluste, wie man für $\alpha_G = 0$ mit Gl. (164) leicht verifizieren kann. Bei der Auswahl der Kern- und Mantelmaterialien ist neben der Transparenzforderung und der geeigneten Brechungsindexdifferenz auch die Verträglichkeit zu prüfen, da es im ungeeigneten Fall zur Blasenbildung oder zur Diffusion kommen kann. So ist z.B. PS mit SAN, PA und Polyester unverträglich und diese Kunststoffe scheiden als Mantelmaterialien für PS aus. Außerdem müssen Wärmeausdehnung und Oberflächenspannung der 2 Kunststoffe aufeinander abgestimmt sein. Wenn z.B. ein Mantelmaterial ausgesucht wird, das einen geringeren Ausdehnungskoeffizienten hat als das Kernmaterial, so könnte das bei der Abkühlung des Lichtleiters zu einer longitudinalen Oberflächenspannung im Mantel führen, wodurch bei geeigneter Manteldicke auch für dünne ($< 100\mu\text{m}$) Kunststofflichtleiter eine Erhöhung der mechanischen Festigkeit erreicht werden könnte.

Aus der wasserklaren leichtbeweglichen Flüssigkeit des Monovinylbenzols (Styrol) wird durch Polymerisation, d.h. Vereinigung einer Zahl von 1500 bis 2500 Einzelmolekülen (Monomere), wobei jede Doppelbindung in eine Einfachbindung überführt wird, ein hochmolekularer, gesättigter Kohlenwasserstoff mit einem Benzolring an jedem zweiten C-Atom (Polystyrol).

PS ist nun aber ein Polymer mit hoher Kohäsionsenergie, da polare Gruppen vorliegen, und es sollte daher theoretisch eine kristalline Struktur begünstigt werden. Tatsächlich kann man aber nur beim sogenannten isotaktischen PS, bei dem die Phenylgruppen unter ganz bestimmten, sich periodisch wiederholenden Winkeln von der Kette abstehen, eine partielle Kristallinität erkennen. Ataktisches PS dagegen ist amorph und eignet sich vorzüglich als Lichtleiterkernmaterial.

Dieses Beispiel mag zeigen, daß es bis heute noch nicht möglich ist, aus der Molekularstruktur makroskopische Eigenschaften wie die optische Transmission eines Polymers vorherzusagen.

Im Falle von PS und PMMA kann aus dem Vorliegen der ausgezeichneten optischen Transparenz auf die Bedeutung der zu beiden Seiten der C-Kette in beiden

Fällen vorhandenen Phenylgruppen geschlossen werden, insbesondere da durch die unregelmäßigen Abstände bei den optisch geeigneten Modifikationen eine lokale Kristallisation verhindert wird.

Verwendet man z.B. PS als Lichtleiterkermaterial, so kann das Mantelmaterial nach optischen Gesichtspunkten ermittelt werden. Da das Verhalten zweier kontaktierter Kunststoffe bei den erforderlichen Kunststoffverarbeitungstemperaturen aber heute noch weitgehend unbekannt ist, muß das geeignete Mantelmaterial - insbesondere im Hinblick auf den besten R_K -Werteverlauf - experimentell bestimmt werden.

Bei der Herstellung von Lichtleitern handelt es sich im Regelfall um rotationssymmetrische Formen mit einem Durchmesser, der kleiner als 2 mm ist. Will man Kunststoff-Lichtleiter mit einem Durchmesser von wenigen μm herstellen, so müssen die Kunststoffe die Forderung der Spinnbarkeit erfüllen. Über die Rheologie beim Spinnen liegen umfangreiche Arbeiten vor /139/. Spinmaschinen oder Extruder zeichnen sich dadurch aus, daß die Düsen stationär sind und die gesponnene oder extrudierte Faser abgezogen wird. Da diese Geschwindigkeiten bei Lichtleiterdurchmessern unter 1 mm mehrere m/sec betragen, muß für eine entsprechende Aufwickelvorrichtung gesorgt werden. Verschiedene Spindüsen und Lichtleiter-Herstellungsverfahren besitzen heute Patentschutz /166/, /194/ für Lichtleiter zwischen 0,0013 und 0,64 mm Durchmesser.

In der Natur sind die Spindüsen der Spinnen fest mit dem Spinnenkörper verbunden (ein Innendruck im Spinnenkörper ist bisher nicht festgestellt worden) und der "Abzug" erfolgt durch Longitudinalbewegung der "Spinmaschine" einschließlich Düsen. Eine solche Methode oder eine Variation mit längsbeweglichem Abzug bei feststehender Maschine sollte Gegenstand einer verfahrenstechnischen Diskussion sein, insbesondere, wenn es um die Herstellung relativ kurzer ($L < 10\text{ m}$) Lichtleiter geht. Für sehr kleine Durchmesser ($d < 50\text{ }\mu\text{m}$) ist bei der heutigen Konzeption der Verarbeitungsmaschinen eine Grenze für brauchbare Lichtleiter dadurch gesetzt, daß die vor dem Düsen-eintritt befindliche Masse geringe Liquefaktionsinhomogenitäten aufweist. Diese partiellen Viskositätsunterschiede resultieren in einer Durchmesser-schwankung des extrudierten Lichtleiters, wobei die Gefahr des Gasblaseneinschlusses bei sehr kleinem Lichtleiterdurchmesser besonders gravierend sein dürfte, d.h. die erhöhte Sprödigkeit vergrößert die Fragilität und erniedrigt die Transmission. Wollte man eine sehr dünne Faser mit genügender Festigkeit herstellen, so hätte diese stets eine Überstruktur wie sie von Faserstoffen mit ihren hohen zwischenmolekularen Kräften bekannt ist.

Eine Überstruktur mit hochorientierten Ketten oder parallel gelagerten Fibrillen erhöht aber die Streuung unzulässig. Da allgemein beim Austritt aus der Düse ein erheblicher Druckabfall stattfindet, kann es beim Vorhandensein der verschiedensten Kunststoff-Grundmaterial-Beimengungen wie Katalysatoren, Stabilisatoren, UV-Inhibitoren, Gleitmittel, Antihaftstoffen, Plastifizierungsmitteln u.a.m. sowie bei Monomeranteilen und Viskositätsunterschieden (heterogene Polymerschmelze) bei ungünstigen Partialdruckverhältnissen zu abrupter Gefügetrennung kommen. Als Folge dessen kann bei der Durchmischung und Komprimierung die Bildung von Gasblasen mit angelagerten Verunreinigungen und Phasengrenzen auftreten. Keine Probleme bringen dagegen die bei der Verarbeitung erforderlichen relativ niedrigen Temperaturen bezüglich einer Verunreinigung durch das Düsenmaterial wie es z.B. bei der Pt-Verunreinigung bei Lichtleitern aus Glas der Fall ist. Andererseits muß der extrudierte Lichtleiter aber auf Raumtemperatur abgekühlt werden. Hierzu wurde in einer Untersuchungsreihe festgestellt, daß es bei der einseitigen Luftkühlung auf der der Luftzufuhr abgewandten Seite infolge Zugeigenspannungen bevorzugt zur "Rißbildung" (crazes) kommt, was im Interferenzmikroskop als transversale "Silberschimmer"-Struktur mit Interferenzfarben zu erkennen ist. Eine Abkühlung im Wasserbad ruft die Bildung von Blasen hervor, wie sie in Bild 57 zu erkennen sind.

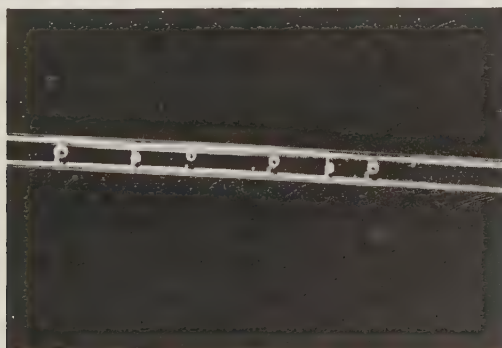


Bild 57: Blasenbildung in Kunststofflichtleitern bei Abkühlung im Wasser

Die Blasen haben eine durch die Schwerkraft bedingte Tropfenform und reichen bis zur Kern/Mantel-Grenzfläche. Die zusätzlich zur Abkühlung

auftretenden Zugkräfte einer Aufwickeltrommel erhöhen die Gefahr der Pseudorisse ("crazing"). Es handelt sich dabei bekanntlich um Polymerzonen, die eine viskoelastische bzw. thermoelastische Gefügeänderung erfahren haben /144/. Von Kambour /205/ wird berichtet, daß solche Bereiche bei PMMA und PS 40%, bei PC 45% und bei SAN 60% Leerräume, die nicht mit Polymeren gefüllt sind, enthalten.

Dies dürfte auch eine Erklärung dafür sein, daß man diese "Flächen" lichtmikroskopisch überhaupt sehen kann. Als Folge der Dichterduzierung tritt ein örtlich kleinerer Brechungsindex auf, und es kann ab einem bestimmten Winkel zur Totalreflexion kommen. Für die Lichtleitung bedeutet dies, daß es bei senkrecht zur Lichtleiterachse bevorzugt an der Kern/Mantel-Grenzfläche auftretenden Pseudorissen zur Totalreflexion insbesondere der Konusrandstrahlen (höhere Wellentypen) kommen kann. Eine quantitative Abschätzung ergibt bei 40% Leerraumanteil in den Pseudorissen einen maximalen Einfallswinkel von $\theta_0 \approx 32,4^\circ$ bei einem PS-Kern, d.h. der Aperturwinkel wird partiell reduziert gegenüber dem Idealwert von $33,3^\circ$. Da aber die Orientierung der Pseudorisse auch in einem Winkelbereich aus der exakten Normallage zur Grenzfläche verschoben sein kann, ist mit einem statistischen Einfluß der Pseudorisse auf den R_K -Wert zu rechnen. Auch hier sind insbesondere die kleineren θ_2 -Werte betroffen. Eine Verstreckung der Lichtleiternmaterialien sollte daher infolge der Pseudorissbildungsgefahr einen schlechteren Wirkungsgrad haben als ein vergleichbarer unverstreckter Lichtleiter. Abhilfe kann auch hier nur eine anschließende geeignete Temperung bringen. Pseudorisse können bei Lichtleitern auch dann auftreten, wenn entweder Kern oder Mantel oder beide solche flüchtigen Bestandteile enthalten, die in das angrenzende Medium diffundieren.

Zugkräfte bei der Lichtleiterherstellung aus Kunststoff müssen vermieden werden. Im Prinzip sollte sogar die Möglichkeit bestehen, den Lichtleiter in ein auf geeigneter Temperatur befindliches Bad zu extrudieren, wobei die Flüssigkeit eine vergleichbare Dichte wie der Lichtleiter haben könnte und damit selbst die Gravitationskraft aufgehoben wäre. In diesem Zusammenhang könnte auch die von Roberts in /139/ aufgeführte Geschwindigkeitsinversion zwischen dem dynamischen Zustand bei der Düsenpassage und der anschließenden Abkühl- und Verfestigungszone untersucht werden. Zu untersuchen wäre der Einfluß auf die partiell reversible Orientierung als Funktion der Radialkoordinaten - eventuell auch im Hinblick auf einen Gradientenlichtleiter - und die Tendenz zur partiellen Kristallinität, wobei eine bevorzugte Ausrichtung in Längsrichtung die dynamische "Keimzelle" für eine Mizellen-

Struktur darstellt. Generell bewirkt eine zu rasche Abkühlung nur eine orientierungsbedingte erhöhte Zahl an Zwangs-Kristalliten, während eine zu langsame Abkühlung das Kristallwachstum allgemein anhebt, so daß eine optimale Temperatur zu ermitteln ist.

Bei der Extrusion eines Lichtleiters ist zu beachten, daß durch geeignete Vortrocknung (PS 2:4h) für eine größtmögliche Entgasung gesorgt wird, denn sonst muß mit einer Schlieren- und Gasblasenbildung gerechnet werden. Dies ist wegen der größeren Wasseraufnahme (Kondenswasser) bei PMMA ausgeprägter als bei PS.

Verläßt die plastifizierte Formmasse die Extrusionsdüse, so werden die makromolekularen Ketten ausgerichtet. Diese Orientierung dürfte bei niedriger Formmassentemperatur und mit abnehmendem Kerndurchmesser zunehmen. Es ist zu erwarten, daß auf Grund des rheologischen Verhaltens der Thermoplaste insbesondere die kernäußere Zone betroffen wird. Eine solche Fließorientierung ist gleichbedeutend mit einer Anisotropie.

Wenn man bei der Mantelherstellung den Kern durch den Schneckenkopf in die heiße, aus der Extruderdüse austretende plastische Mantelmaterialmasse einlaufen läßt, wird die Anisotropie in den Randzonen noch vergrößert.

Überhaupt ist die genaue Kenntnis des phänomenologischen Verhaltens einer Thermoplastschmelze entscheidend für das Gelingen bei einer Lichtleiterherstellung. Da sich Kunststoffschmelzen nicht wie ideale Newtonsche Flüssigkeiten verhalten und es auf Grund des strukturviskosen Verhaltens /182/ zu einer Viskositätserniedrigung bei Zunahme des Volumendurchsatzes kommt, muß bei der Lichtleiterherstellung nach dem Extrusionsverfahren die Verknüpfung der elastischen Deformation in der Extrusionsdüse mit dem zeitabhängigen viskoelastischen Fließen der thermoplastischen Schmelze koordiniert werden. Dies könnte z.B. dadurch geschehen, daß bei relativ kleinem Volumendurchsatz durch eine längere Extrusionsdüse eine geringere Durchmesser vergrößerung des extrudierten Lichtleiterkerns erzielt wird. Ein kleinerer Volumendurchsatz sollte zudem den Vorteil haben, daß infolge der nur geringen Viskositätsabnahme gegenüber dem Gleichgewichtsviskositätswert im linearviskoelastischen Bereich nur geringe Schergeschwindigkeiten auftreten und somit die mit zunehmendem Volumendurchsatz auftretenden Irregularitäten, die den R_K -Wert verschlechtern, in tolerierbaren Grenzen bleiben. Störungen an der Kernoberfläche, die z.B. durch einen vom Idealkreiszyylinder abweichenden Düsenquerschnitt bedingt werden, bleiben auch bei der Ummantelung in der Düse oder in einem Bad prinzipiell erhalten. Hiermit liegen dann auch andere

Forderungen an das Herstellungsverfahren vor als bei der Textilfaserherstellung, wo nach /111/ hochkristalline Polymere als ideale Faserrohmaterialien bezeichnet werden.

Beim Erstarren und Abkühlen des Lichtleiters muß eine örtliche und zeitliche Gleichartigkeit angestrebt werden, da sonst mehr oder weniger stark ausgeprägte innere Spannungen resultieren können. Insbesondere darf der Abzug des extrudierten Lichtleiters keine durch unzulässige Zugspannungen bedingte Spannungsrißbildung hervorrufen. Solche Eigenspannungen bewirken zusammen mit einer Orientierung eine Doppelbrechung, die im polarisierten Licht beobachtet werden kann. Derartige eigene Untersuchungen zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren zeigten, daß insbesondere PMMA-Grundmaterial doppelbrechende Eigenschaften aufweist.

Erste Dämpfungs-Messungen an PS- und PMMA-Kernen mit 1,6 mm und 2 mm Durchmesser ergaben in und quer zur Lichtleiterachsenrichtung unterschiedliche Werte. Für die Messungen wurden Proben mit relativ hoher Grundmaterialdämpfung ausgewählt, damit bei den geringen Längen von 1,6 und 2 mm quer zur Achse eine ausreichende Meßgenauigkeit vorhanden war.

Für PS wurden bei $\lambda_0 = 514,5$ nm folgende Werte ermittelt:

$a_G(\text{längs}) = 32,4$ dB/m; $a_G(\text{quer}) = 32,8 \div 33,3$ dB/m, bei $d = 1,6$ mm
 " $= 30,3$ dB/m; " $= 30,8 \div 31,2$ dB/m, bei $d = 2,0$ mm

Für PMMA sind die entsprechenden Werte:

$a_G(\text{längs}) = 15,2$ dB/m; $a_G(\text{quer}) = 15,2 \div 15,9$ dB/m, bei $d = 1,6$ mm
 " $= 8,15$ dB/m; " $= 8,2 \div 8,7$ dB/m, bei $d = 2,0$ mm

Die Meßwerte quer zur Lichtleiterachse sind auf $\pm 0,5$ dB/m genau. Meßunsicherheitsfaktoren sind neben der geringen Länge die Oberflächenkrümmung bezogen auf den Meßstrahldurchmesser (≈ 50 μ m) und die Oberflächengüte selbst. Abgesehen von der daher geringen numerischen Aussagekraft gestattet ein Modell, das die Strahlausbreitung in einem Lichtleiter als vektorielles Problem ansieht, einen für kleiner werdende Einfallswinkel θ_2 im Lichtleiter steigenden Transmissionsverlust, da die Komponente quer zur Lichtleiterachse größer wird. Hierdurch könnte der θ_2 -abhängige R_K -Wert eine zusätzliche Interpretation erfahren, die mit der experimentellen Erfahrung übereinstimmt. Das vorliegende Zahlenmaterial erlaubt eine quantitative Auswertung allerdings noch nicht. Die obige Dämpfungsabhängigkeit ist bislang noch nicht festgestellt oder nicht berichtet worden. Da eine Polarisationsabhängigkeit im Rahmen der experimentellen Meßgenauigkeit nicht festgestellt

werden konnte, wurde der isotrope Brechungsindex bei der numerischen Auswertung verwendet. Zur Klärung von Kristallinitätsfragen wurden von Hannes /140/ PA-Fasern mit Durchmessern von 80 und 150 μm , die fasertechnisch nach /140/ als Kabel oder Borsten zu bezeichnen wären, interferometrisch untersucht und der radiale Brechungsindexverlauf in diesen anisotropen Fasern mit einem relativ großen Kristallanteil bestimmt. Da ein Kristallinitätsgradunterschied von 1:2% zwischen Lichtleiterkernmitte und Kern/Mantel-Grenzfläche bei Lichtleitern der hier untersuchten Art bei den vorwiegend amorphen Thermoplasten nicht erwartet wird, ist die in /140/ aufgezeigte Bestimmungsmethode der Kristallinität zwar nicht direkt möglich, eine interferometrische Brechungsindexbestimmung über den Lichtleiterquerschnitt könnte aber Anisotropiegradfragen lösen helfen. So ist die Anisotropie u.a. eine Funktion der Lichtleitervorgeschichte und man kann z.B. durch Verstrecken eines Lichtleiters einen radialen Brechungsindexgradienten erzeugen.

Durch DAIP-MMA-Copolymerisation wurde erstmals von Ohtsuka /175/ ein fokussierender Kunststoffstab mit $d = 3,35 \text{ mm}$ hergestellt und bei einer 13 mm langen Probe ein Dämpfungsbelag von 1 dB/m bei $\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$ gemessen. Weitere Copolymerisationsvorschläge zur Herstellung eines Brechungsindexgradienten finden sich in /178/.

Da Kunststofflichtleiterkerne über herstellungsbedingte innere Spannungen verfügen, sollte vor dem Aufbringen eines Mantels - wenn dies zeitlich getrennt erfolgen kann - zur Vermeidung feinsten Risse auf der Oberfläche eine Temperung vorgenommen werden. Als Erfahrungswert kann eine Tempertemperatur empfohlen werden, die 10 bis 15 Grad unter der Vicat-Erweichungstemperatur (ungefährer Beginn des thermoplastischen Bereichs) liegt. Die richtige Temperatur muß jedoch durch Versuche ermittelt und mit dem Alkoholtest /135/ die Rißprüfung vorgenommen werden. In einer 1. Untersuchungsreihe wurden PS-168N- und PMMA-7H-Lichtleiter bei verschiedenen Temperaturen und verschieden lang getempert. Die Temperung sollte dabei zum einen die orientierungsbedingten Zwangs-Kristallite und zum anderen die inneren Spannungen auf einen Minimalwert reduzieren.

In einem 2. Test wurden kommerzielle Lichtleitertypen in einem Wärmeschrank bei verschiedenen Temperaturen getempert. Die PS/PMMA- und PMMA/F-cop.-Proben hatten eine Länge zwischen 2,87 und 3,15 m und wurden ihrer "natürlichen" Krümmung entsprechend, d.h. ohne Ausübung von äußerem Zwang auf die abgespulten Exemplare, in PTFE-Schläuche geschoben und auf einem Al-Rost im Wärmeschrank gelagert. Der Schlauch erfüllte neben einer mechanischen

Schutzfunktion die Aufgabe der langsamen Wärmeaufnahme und -abgabe, insbesondere bei höheren Temperaturen. Die untersuchten Lichtleiter hatten vor der Wärmebehandlung folgende Lichtleiterdämpfungsbeläge: PMMA/F-cop.: $\alpha_{TL} = 1,25 \div 1,33$ dB/m bei $\lambda_0 = 514,5$ nm und PS/PMMA: $\alpha_{TL} = 1,75 \div 1,95$ dB/m. Nach einer Zeit von 19h bei 80°C und 35÷45% relativer Luftfeuchtigkeit wurde nach Abkühlung (30 min) auf RT (20°C) für PMMA/F-cop. eine Transmissionserhöhung um maximal 4,85% bzw. eine Transmissionsverbesserung um max. 12% entsprechend einer Dämpfungsverbesserung von 0,09÷0,18 dB/m erzielt. Die Werte für PS/PMMA waren 2,47% bzw. 9,7% entsprechend 0,13÷0,2 dB/m.

Eine anschließende Wärmebehandlung bei 95° über 22^h bei 45% rel. Feuchte erbrachte für PMMA/F-cop. eine Erhöhung um 9,6% bzw. eine Gesamttransmissionsverbesserung um 23,7% entsprechend einer Verbesserung der Lichtleiterdämpfung um 0,23÷0,33 dB/m. Die untersuchten Lichtleiter aus PS/PMMA erfuhren nach 22^h bei 95°C eine Verkürzung um 20% wodurch ein Transmissionsvergleich nicht mehr sinnvoll war. Der Dämpfungsbelag verschlechterte sich um ca. 0,02÷0,06 dB/m gegenüber dem Wert nach Behandlung bei 80°C, war aber dennoch um 0,11÷0,14 dB/m besser als vor jeder Wärmebehandlung. Die irreversible Längenverkürzung verbunden mit der Dämpfungsverschlechterung gegenüber Werten nach Temperung bei 80°C lassen Temperaturniveaus von ca. 80°C für den Typ PS/PMMA als geeignet erscheinen. Bei PMMA/F-cop.-Lichtleitern konnten mit einer Wärmebehandlung bis zu 95°C Lichtleiter mit Dämpfungsbelägen zwischen 1,25 und 1,37 dB/m auf Dämpfungsbeläge zwischen 0,93 und 1,01 dB/m verbessert werden. Derartige Verbesserungen bedingten bisher stets umfangreiche technologische Änderungen. Das Wärmebehandlungsverfahren bietet sich aus der Kenntnis von Orientierungsverhalten und bei Vorhandensein innerer Spannungen direkt an. Bei Wahl der geeignetsten Temperatur- und Zeitdauerwerte könnte diese Methode auch zur Dämpfungsverbesserung von längeren Kunststofflichtleitern Anwendung finden.

Selbstverständlich existieren für Kunststofflichtleiter auch Temperaturen, die destruktiv wirken. So wurden PS/PMMA- und PMMA/F-cop.-Lichtleiter 4h im weichelastischen Bereich bei 160°C gelagert. Dabei erfuhr ein 3 m langer PMMA/F-cop.-Typ eine Verkürzung um 4 cm. Eine irreversible Mantelschädigung und eine Versprödung des Kernmaterials resultierten in einem Lichtleiterdämpfungsbelag von 45,3 dB/m (vorher 1,26 dB/m). Ein 3,12 m langer PS/PMMA-Typ verkürzte sich um 88 cm, wobei bei der Erwärmung bereits der typische Styrolgeruch zu bemerken war. Die Verkürzung läßt auf eine starke monoaxiale Reckung des Lichtleiters bei der Herstellung schließen. Der Dämpfungsbelag dieses Lichtleiters ergab an verschiedenen Teilproben Werte zwischen 18,9

und 26,6 dB/m. Bemerkenswert war ein fast vollständiger Transmissionsverlust für Wellenlängen unter 450 nm, während eine partielle Verbesserung für den Bereich $\lambda_0 > 650$ nm feststellbar war.

Läßt man bei einem PMMA/F-cop.-Lichtleiter die Erwärmungsphase weg und bringt den Lichtleiter in einem PTFE-Schlauch direkt für ca. 2 min. in einen auf 150°C aufgeheizten Raum, so treten Deformationen und eine Verkürzung von ca. 5 cm auf bei einer Ausgangslänge von 3,15 m. Der Dämpfungsbelag wächst dabei nur um 0,015÷0,08 dB/m. Eine noch höhere Temperatur birgt auch bei kurzzeitigem Einfluß die Gefahr eines fortschreitenden thermischen Abbaus. Die bei der jetzigen Lichtleiterherstellung eingebrachten Orientierungen und inneren Spannungen könnten möglicherweise durch eine Methode der Kern-Polymerisation in einem Lichtleitermantel ebenso vermieden werden wie Gasblasen und verarbeitungsbedingte Verunreinigungen. Aus Temperaturgründen bieten sich hierzu zunächst PTFE- und FEP-Mäntel (evtl. auch in Schrumpfschlauchausführung) mit optischer Qualität des Schlauchinneren an. Für Vorversuche ist auch an die Polymerisation von PS, PMMA oder PC in einer Glaskapillare (0,5÷2 mm) zu denken, wobei als Orientierung stets zunächst nur an Lichtleiter mit Endlängen von wenigen Metern gedacht wird, wie sie z.B. bei der endoskopischen Photokoagulation im Gastrointestinaltrakt des Menschen benötigt werden.

Im Unterschied zur industriellen Polymerisation zwischen Glasplatten, die einen Druck bei der Kontraktion des Thermoplasten ausüben, würde eine Polymerisation in einem Mantel, der die endgültige Form des Lichtleiters bereits vorgibt, nur unter dem Dampfdruck des Monomeren erfolgen.

Gegenstand einer 3. Temperaturuntersuchung war die "natürliche" Erwärmung als Folge der Absorption im Betrieb, d.h. bei der Übertragung hoher optischer Leistungen. Bei Dauerstrichleistungen von 5 W konnten nach 30 min. bei den untersuchten Kunststofflichtleitern noch keine Veränderungen der optischen Eigenschaften festgestellt werden. Wurden dagegen Leistungen über 15 W mehrere Minuten eingekoppelt, so ergaben sich charakteristische Transmissionsverbesserungen. Nach einer Betriebspause von einigen Minuten zur Thermalisierung der Lichtleiter wurden dabei folgende Werte bei 3 m langen PMMA/F-cop.-Lichtleitern erzielt:

Nach 3 min bei $P_{\text{ein}} = 17,5 \text{ W}$	von 0,53 dB/m	auf 0,45 dB/m
" 4 min " " = 16 W	" 0,66 "	" 0,45 "
	" 0,62 "	" 0,48 "
	" 0,49 "	" 0,42 "
	" 0,49 "	" 0,40 "
nach 5 min bei $P_{\text{ein}} = 18 \text{ W}$	" 0,625 "	" 0,475 "
	" 0,565 "	" 0,419 "
nach 5 min bei $P_{\text{ein}} = 18,5 \text{ W}$	" 0,39 "	" 0,31 "
	" 0,384 "	" 0,30 "
nach 10 min " $P_{\text{ein}} = 18 \text{ W}$	" 1,0 "	" 0,76 "
	" 0,312 "	" 0,23 "

Neben der Tatsache, daß mit dieser Methode der bislang dämpfungsärmste Kunststofflichtleiter auf 0,230 dB/m ($T = 78,1\%$ bei 3 m Länge) optimiert werden konnte, zeigt sich, daß diese Art der Wärmebehandlung prädestiniert ist für die Übertragung höherer Leistungen, wo entweder durch einen Leistungsdauertest oder im "Normalbetrieb" die Transmissionsverbesserung erzielt werden kann. Ein quantitativer Vergleich mit den im Wärmeschrank erzielten Werten zeigt, daß die Verbesserungen vergleichbar sind. Zu beachten ist, daß bei einem Lichtleiter mit 0,312 dB/m eine Verbesserung auf 0,230 dB/m gegenüber derjenigen bei Lichtleitern mit 1 dB/m wegen der bereits vorhandenen "besseren" Qualitäten natürlich kaum noch nach der Herstellung möglich ist. Die hier erreichten Transmissionsverbesserungen betrugen $8,5 \div 18,5\%$ entsprechend Dämpfungsbelagverringerungen von 0,07 bis 0,24 dB/m. Mit dem hier erzielten Minimaldämpfungsbelag von $(230 \pm 10) \text{ dB/km}$ wurde mit einem Kunststofflichtleiter bereits ein kleinerer Dämpfungsbelag erzielt als ihn eine $140 \mu\text{m}$ dicke Quarz/ B_2O_3 -Silikat-Glasfaser bei 632,8 nm aufweist, die mit einem Wert von 3 dB/km bei $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$ immerhin zu den besten nachrichtentechnischen Lichtleitern zu zählen ist /179/. Bei 514,5 nm kann damit ein Kunststofflichtleiter einen kleineren Dämpfungsbelag aufweisen als der reine Grundmaterialdämpfungsbelag der Flintgläser F2, F7 und F8 sowie der schweren Kronglastype SK16 nach Laybourn et al. /180/.

Neben einer günstigen Beeinflussung der Orientierung und der inneren Materialspannungen im Sinne einer Verbesserung der optischen Transmission durch die Applikation von Wärme beinhaltet der gezielte Wärme fluß durch einen hochintensiven Laserstrahl eine Verbesserung der Kern/Mantel-Grenzfläche. Obwohl eine Klärung des Prozesses bislang nicht gelungen ist, so erscheint gerade die Tatsache, daß die Absorptionswärme in einem für eine Homogenisierung geeigneten Zeitraum in Lichtausbreitungsrichtung in den "aktiven"

Teil des Lichtleiters eingebracht wird, den entscheidenden Einfluß auszuüben. Auf diese Weise kann es dann insbesondere zu einer Alterung, d.h. Ausheilung von kleinen Geometriestörungen am Kern/Mantel-Übergang kommen.

Nachteilig bei dieser Transmissionsverbesserungsmethode ist die exponentielle Eindringtiefe der Homogenisierungswärme, wodurch sich die Verbesserung der Eigenschaften bei Lichtleitern mit relativ großer Dämpfung nur auf einen relativ kurzen Bereich am Lichtleiteranfang beschränkt. Experimentell konnte auch dies an einem Lichtleiter nachgewiesen werden. Bei z.B. 3 m langen Lichtleitern mit Dämpfungsbelägen $a_{TL} \lesssim 0,8$ dB/m kann man den Nachteil der exponentiellen Leistungsflußabnahme durch Vertauschung von Anfang und Ende teilweise kompensieren und eine quasi-stetige Temperung erzielen.

Obwohl beim Einstz der Lichtleiter zur Materialbearbeitung oder bei der Photokoagulation im Gastrointestinaltrakt des Menschen nur relativ kurze (2÷4 m) Lichtleiter benötigt werden und daher selbst Dämpfungsbeläge in der Größenordnung von 1 dB/m toleriert werden können - beim ersten endoskopischen Einsatz in der Humanmedizin /31/ wurde ein Kunststofflichtleiter mit $a_{TL} \approx 1,65$ dB/m eingesetzt - so ist die Bedeutung eines Dämpfungsbelages von nur ca. 0,3 dB/m wie folgt zu sehen: Bei gleicher erforderlicher Ausgangsleistung am Lichtleiterende kann entweder die Lichtleiterlänge vergrößert werden oder aber es genügt eine leistungsschwächere und damit kostensparende Quelle. Andererseits eröffnet die niedrigere Dämpfung bei einer fest geforderten Lichtleiterlänge neue Applikationen, die eine Mindestleistung am distalen Lichtleiterende voraussetzen, wie es bei der Materialbearbeitung der Fall ist.

Bei der nachträglichen Aufbringung des Lichtleitermantels muß neben der chemischen Verträglichkeit auch die Systementropie untersucht werden. Experimentell konnte nachgewiesen werden, daß beim Aufbringen einer Styropor-Schutzschicht auf einen PMMA- oder PS-Kern eine morphologische Änderung auftritt. Der Grund war in den unterschiedlichen Wärmeleit-, Wärmeausdehnungs- und Wärmeübergangszahlen zu suchen, wobei sich eine unregelmäßige Kernoberfläche ergab und über eine Verschlechterung des R_K -Wertes ein Lichtleiterdämpfungsbelag von mehr als 120 dB/m nach Entfernung des Schutzüberzuges bei einem 2 mm dicken PS-Kern. Vergleichbare Werte für ungeschützte PS-Kerne lagen bei ca. 30÷45 dB/m. Neben den Extrusionsverfahren können grundsätzlich auch die meisten Verfahren zur Herstellung von Glaslichtleitern bei Kunststoffen angewandt werden. Über die Herstellung von PS/PMMA nach dem Stab-Rohr-Verfahren berichtete Fyfe /190/. Unterschiede bestehen natürlich im Grundmaterial, so daß bei der Technologie der Kunststofflichtleiter

besondere Gesichtspunkte berücksichtigt werden müssen. Das Beispiel des PS/PMMA-Lichtleiters im Abschnitt 4.4.1 und 4.4.2 zeigt, daß sich die Lichtleitertransmission nicht an der Grundmaterialtransmission z.B. nach Abschnitt 3.1.4 orientieren kann, da z.Zt. noch kein PS-Material von den verschiedenen Herstellern geliefert wird, das den Ansprüchen der Optik voll gerecht wird. Dieses Feld wird im Augenblick noch mit wenigen Ausnahmen PMMA eingeräumt. Für die Kunststoff-Lichtleiterherstellung bedeutet dies generell, daß die Kern- und Mantelgranulate einem geeigneten Reinigungsprozeß unterzogen werden müssen, der z.B. aus einer Wäsche mit einer den Kunststoff nicht lösenden Flüssigkeit und anschließender Trocknung mit gefilterter Inertgasatmosphäre zur Vermeidung einer Oxidation bestehen muß. Auch für die Weiterverarbeitung empfiehlt sich eine inerte Umgebung, damit nicht durch Oberflächenoxidation lokale Brechungsindexvariationen auftreten können.

Obwohl nach /139/ eine Vorhersage der genauen rheologischen Erfordernisse bei einem gewünschten Faserherstellungsprozeß noch nicht möglich ist, so sollte man neben den in Abschnitt 4.4.1 untersuchten Lichtleitertypen die aus Verträglichkeits-, Transmissions- und Brechungsindexüberlegungen ermittelten folgenden Kombinationen detaillierter untersuchen:

- a) PS/PMMA-XT, PBMA, PC, PCHMA, PVC, PVDF, PCTFE, CAB, CP, CA, AMMA, PETP, PDAP, PDAIP, PDAGC, PVBZ, PC, PA;
- b) PC/SAN, PMMA-XT, PCHMA, PVC, PA, PVDF;
- c) PDAIP/PMMA, AMMA, PBMA;
- d) PMMA/PVDF, PFCA, CA, CAB, CP, PCTFE, PMBA;
- e) SAN/PMMA, PCHMA;
- f) AMMA/PMMA;
- g) UP/PMMA;

Die Brechungsindizes n_D^{20} der obigen Kunststoffe sind:

PETP (1,64), PVDC (1,60÷1,63), PGH (1,6), PS (1,59), PC (1,585÷1,587), PVBZ (1,5775), PDAP (1,571÷1,572), PDAIP (1,57), EP (1,57÷1,61), SAN (1,567 ÷ 1,57), UP (1,539÷1,58), PVC (1,52÷1,56), PA (1,52÷1,535), PCHMA (1,505 ÷ 1,5066), AMMA (1,50÷1,508), PDAGC (1,498÷1,5001), PMMA-XT (1,492), PMMA (1,485÷1,492), PBMA (1,4831), CP (1,45÷1,48), PVB (1,47÷1,49), CA (1,45÷1,5), CAB (1,45÷1,5), PCTFE (1,39÷1,425), PFCA (1,42), PVDF (1,42).

Obwohl sich durch Copolymerisation durch die genaue Wahl der Polymerisationsbestandteile die verschiedensten Brechungsindexwerte erzielen lassen, da sich die Werte linear von denjenigen des Polymers A zu denen des Polymers B

ändern, gilt eine solche Abhängigkeit für die Transmissionseigenschaften des Copolymerisates erfahrungsgemäß nicht und man ist auf das Experiment angewiesen.

Eine Verwendung der vielen Polyfluorkohlenstoffe, die sich durch die niedrigsten Brechungsindizes auszeichnen - FEP (1,338÷1,347), PTFE (1,35÷1,37), HFP+VDF-cop. (1,369), HFP+VF (1,415) - bringt zur Zeit noch nicht zu bewältigende Probleme in der Herstellung mit sich, da entweder völlig andere Verfahren, wie z.B. Emulsionsextrusion mit anschließendem Sintern bei PTFE oder allgemein höhere Verarbeitungstemperaturen als bei den höherbrechenden Kernmaterialien notwendig sind.

In einer britischen Patentschrift /166/ werden 30% fluorhaltige Polymere als Lichtleitermantelmaterialien für PMMA geschützt. In Anlehnung an diese Angaben kann man die folgenden hochmolekulare Verbindungen und Copolymerisate als Mantelmedien für PS oder PMMA in Betracht ziehen:

PVF ($n=1,45$), PDMS ($n=1,4035$), PVIFA ($n=1,375$), PDHFHA ($n=1,376$), PDHFBA ($n=1,367$), PTFAMA ($n=1,425$), PTHFMA ($n=1,42$), PTFPMA ($n=1,4177$) und PTHFPMA ($n=1,392$). Bislang sind bei den Fluorpolymeren jedoch bis auf ältere Versuche in /166/ keine Berichte bekanntgeworden, die den Einsatz dieser niedrigbrechenden Kunststoffe als Lichtleitermantel zum Gegenstand einer Untersuchung haben. Eine Patentrecherche ergab, daß bis 1975 kein Patent für Kunststoff/Kunststoff-Lichtleiter in der BRD erteilt wurde.

In der Literatur werden verschiedene Kunststoffe als glasklar bezeichnet; eine Untersuchung auf Eignung als Lichtleiterkern- oder Mantelmaterial ist aber bisher noch nicht erfolgt: PA aus Terephthalsäure und einem alkylsubstituierten Hexamethyldiamin, Phenoxyl-Harz aus Dian und Epichlorhydrin /170/, Poly-4-methyl-penten-1 (TPX^(R)) /173/, /208/.

Verschiedene Entwicklungsprodukte, die bislang noch nicht Eingang in die Literatur gefunden haben, sind entweder beim Hersteller aus Kosten- und Absatzgründen nicht weiter untersucht worden oder stehen auf einer Bedarfs-Warteliste. Vielfach liegen wegen fehlender Dringlichkeit außer pauschalen Angaben noch keine optischen Eigenschaftsdaten vor, wie z.B. bei PA55 ($n=1,535$) /189/.

In einer älteren Arbeit gibt Raine /168a,b/ die Brechungsindizes und die Lage im n_D - v_D -Diagramm von mehr als 100 Polymeren an, die in der Optik von Bedeutung sind oder sein könnten. Von Raine wird auch PCHMA gegenüber PMMA der Vorzug gegeben. Eine Untersuchung der Eignung der verschiedensten Acrylate für Lichtleiterzwecke liegt bislang noch nicht vor. Bei entsprechender

Dämpfungsarmut sind auf Grund des innerhalb der Acrylat- und Methacrylat-Homologen nur geringfügig unterschiedlichen Brechungsindizes Lichtleiter mit relativ kleiner Wellentypenzahl realisierbar.

4.4.4 Optische Leistungsfestigkeit im Dauerstrichbetrieb

Die optische Leistungsfestigkeit eines Kunststoff-Materials hängt neben der Wellenlänge entscheidend von der applizierten Pulsdauer und Leistungs- bzw. Energiedichte ab. Zur Abgrenzung wurden Versuche mit folgenden Lasern, Wellenlängen und Pulsdauern durchgeführt:

L a s e r	Wellenlänge/nm	Wiederholfrequenz, Pulsdauer
Argon	514,5 nm	Dauerstrich
	454,5:528,5 nm	Dauerstrich, multifrequent
	514,5 nm	Cavity-Dumping, 10:1500 nsec
Nd:YAG	1060 nm	100 Hz, 5 msec
Rubin	694,3 nm	Normalbetrieb, ca. 800 µsec
	694,3 nm	Güteschaltbetrieb, ca. 30 nsec

Hierbei kommt den Untersuchungen im Pulsbetrieb eine nur orientierende Bedeutung zu. Messungen im Dauerstrichbetrieb zur Ermittlung der optischen Leistungsfestigkeit von Kunststoffen werden hier erstmals durchgeführt. Grundsätzlich müssen bei Lichtleitern 3 Bereiche hinsichtlich einer optischen Leistungsfestigkeitsgrenze getrennt betrachtet werden:

1. die Einkoppelfläche; 2. das Innere des Lichtleiters; 3. das distale Lichtleiterende.

In diesen Bereichen treten spezifische Fragestellungen bei einer Leistungsübertragung auf. Methoden zur verlustlosen Einkopplung eines linear polarisierten Laserstrahls unter dem Brewster-Winkel und zur Endflächenbearbeitung von Kunststoff-Lichtleitern durch Schneiden, Polieren, Lackieren und Erwärmen wurden von Reidenbach et al. /53/ berichtet. Wenn ein intensiver Laserstrahl effektiv in einen Kunststoff-Lichtleiter eingekoppelt werden soll, so muß wegen des kleineren Lichtleiterkerndurchmessers gegenüber dem Gaußstrahldurchmesser des Lasers in der Regel eine Strahltransformation nach Abschnitt 3.1.4 bzw. 4.4.1 durchgeführt werden. Dies bedeutet eine Leistungsdichteerhöhung auf der Einkoppelfläche. Infolge der Inhomogenitäten gemäß Bild 36 kann ein fokussierter Laserstrahl quasi-selektiv von den optischen Fehlstellen absorbiert werden. Bei entsprechender Leistungsdichte und Zeitdauer kann es dann an solchen inhomogenen Lichtleitereinkoppelflächen zu

Zerstörungen kommen, wie sie in Bild 58a dargestellt sind.

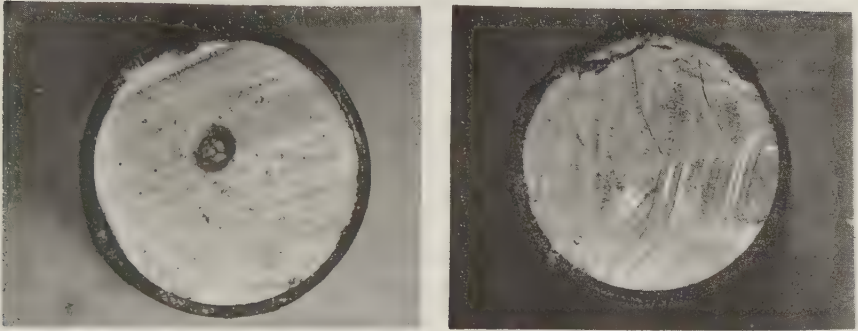


Bild 58: a) Lichtleiteranfang eines PS/PMMA-Lichtleiters mit Zerstörung durch einen fokussierten Laserstrahl (5 W). Abmessungen:

$D = 1,515 \pm 1,54 \text{ mm} \pm 5 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 1,355 \pm 1,38 \text{ mm} \pm 5 \text{ }\mu\text{m}$;

b) Schneidriefen am Anfang eines PS/PMMA-Lichtleiters.

Neben den Volumeninhomogenitäten, die als Fehler mit Abmessungen bis zu $60 \text{ }\mu\text{m}$ auf der Einkoppelfläche sichtbar werden, können beim Schneiden eines Kunststofflichtleiters Druckriefen entsprechend Bild 58b auftreten. Letzteres ist bevorzugt bei PMMA-Kernen der Fall und beruht auf der größeren Härte gegenüber PS-Material. Unebenheiten auf einer Endfläche reduzieren nicht nur die Transmission über die physikalisch bedingten Fresnel-Verluste hinaus, sondern setzen auch die optische Belastbarkeit herab. Dies ist eine Folge der Vergrößerung des elektrischen Feldes an Unebenheiten. Verwendet man dagegen ein Poliermittel bei Kunststofflichtleitern, so ist darauf zu achten, daß keine Polierrückstände auf der Endfläche zurückbleiben, die Anlaß zu erhöhter Absorption geben könnten. Experimentell konnte gezeigt werden, daß kurzzeitig mit Wasser bei ca. $30 \pm 50^\circ\text{C}$ gereinigte polierte Eingangsflächen hinsichtlich der optischen Belastbarkeit geringfügige Vorteile gegenüber ungereinigten polierten Flächen aufwiesen. Eine mechanische Endflächenbearbeitung z.B. durch Polieren darf nur unter relativ geringem Druck stattfinden, damit keine örtlichen Überhitzungen mit einem thermischen Abbau auf der Kunststoffoberfläche auftreten können. Bei optischer Endflächenbearbeitung wurden die in Tabelle 11 aufgeführten langzeitigen Leistungsdichten auf der Einkoppelfläche ermittelt.

Kunststofflichtleiter vom Typ PMMA/F-cop. und PS/PMMA mit $1,5 \text{ mm}$ Durchmesser zeigten bei der maximalen zur Verfügung stehenden Eingangsleistung von $2,3 \text{ W}$ bei $\lambda = 1,06 \text{ }\mu\text{m}$ eines Eigenbau-Nd:YAG-Lasers keine Zerstörung, obwohl die

Lichtleiterdämpfungsbeläge bei dieser Wellenlänge mit 9,9 und 9,3 dB/m relativ groß waren. Für PC/PMMA-7H-Lichtleiter mit $d = 0,9$ mm war bei 18,4 dB/m die maximale Einkoppelleistung nur 1,95 W.

Lichtleiter Material	Durchmesser	Leistungsdichte p_A W/mm^2
PS/PMMA	$0,25 \text{ mm} \div 1,5 \text{ mm}$	$2750 \div 3800$
PS-168N/PMMA-7H	$2 \text{ mm} \div 8 \text{ mm}$	$30 \div 300$
PMMA/F-cop.	$0,12 \text{ mm} \div 1,5 \text{ mm}$	$150 \div 2520$
PC/PMMA-7H	1 mm	80
PETP/Luft	$1,1 \text{ mm}$	62

Tab. 11: Maximale optische Leistungsdichte auf der Eingangsfläche von Kunststofflichtleitern bei $\lambda = 454,5 \div 528,5$ nm.

Theoretisch bedeutet das Ergebnis der optischen Leistungsfestigkeitsmessung in der transformierten Gaußstrahltaile, deren Durchmesser d_A sich bei bekanntem Fernfeld-Öffnungs-Halbwinkel θ_L und vorgegebener Linsenbrennweite f näherungsweise aus $d_A \approx 2 \cdot f \cdot \theta_L$ ($d_A \geq 2,44 \cdot \lambda_0 \cdot f/d_{\text{Linse}}$) ergibt, daß für das jeweilige Kernmaterial die angegebene Leistungsdichte an der Oberfläche zulässig ist. Dies gilt aber nur dann, wenn eine homogene Fläche vorliegt, die keine zerstörungsbegünstigenden Einschlüsse enthält, wie sie z.B. in Bild 36 zu erkennen sind. Bei der praktischen Realisierbarkeit der experimentell ermittelten Leistungsdichten wurde vereinfachend eine konstante Leistung über den Strahltaillenquerschnitt eines TEM_{00} -Gauß-Strahls angenommen. Diese Annahme kann man bei einer Einkopplung, bei der der Gaußstrahldurchmesser gleich dem Lichtleiterkerndurchmesser ($d_r = d$) gewählt wird, nicht mehr aufrecht erhalten. Bei dieser Einkopplungswahl muß das Intensitätsprofil des Gaußstrahls bezüglich der optischen Mantelbelastbarkeit berücksichtigt werden. Aus der bekannten Beziehung für den Leistungsanteil $P_{\text{ein},dr}$ eines TEM_{00} -Wellentyps, der durch eine kreisförmige Fläche mit Durchmesser gleich 2 mal Gaußstrahlradius w_r transportiert wird, läßt sich der auf die Mantelstirnfläche einfallende Leistungsanteil $P_{\text{ein},\Delta d}$ berechnen:

$$P_{\text{ein},\Delta d} = P_{\text{ein}} \cdot e^{-2} \cdot \left\{ 1 - \exp \left[-2 \cdot \frac{\Delta d}{d} \left(2 + \frac{\Delta d}{2} \right) \right] \right\} \quad (189)$$

wobei P_{ein} die gesamte Leistung des Laserstrahls ist, d den Lichtleiterkerndurchmesser und $\Delta d = D-d$ die doppelte Manteldicke angibt. Bei einem PS/PMMA-Lichtleiter mit $d = 1,4$ mm und $\Delta d = 0,12$ mm wird $P_{\text{ein},\Delta d} = 0,04 \cdot P_{\text{ein}}$ und bei einem PMMA/F-cop.-Lichtleiter mit $d = 1,4$ mm und $\Delta d = 0,04$ mm entfallen

1,5% der gesamten Laserleistung in einem TEM_{00} -Wellentyp auf die Mantelfläche. Bei einer Abweichung von der Zentrizität wird der prozentuale Anteil auf der Mantelfläche noch wesentlich größer. Im exzentrischen Fall kann es auch bei einem Strahldurchmesser $d_c < d$ auf der Lichtleitereingangsfläche zu einem relativ großen Leistungsanteil auf der Mantelstirnfläche kommen. Dies bedeutet aber, da in der Regel das Mantelmaterial eine größere Dämpfung als das Kernmaterial aufweist, daß die Leistungsfestigkeitsgrenze vom Mantelmaterial bestimmt wird. Experimentell konnte nachgewiesen werden, daß sowohl bei PS/PMMA- als auch bei PMMA/F-cop.-Lichtleitern bei einer transversalen Veränderung der Gaußstrahltaillenlage auf der gesamten Lichtleitereingangsfläche stets zuerst das Mantelmaterial bei entsprechend großen Leistungsdichten eine irreversible Schädigung aufwies, die aus einer Überhitzung und anschließender Erweichung bestand.

Mit einer Konvexlinse am Lichtleiteranfang kann man in bestimmten Fällen (z.B. bei Lambertstrahlern) einen besseren Einkopplungswirkungsgrad erzielen. Eine solche Linse läßt sich z.B. durch Polieren oder durch Erwärmung erzeugen, wobei das Lichtleiterende bei geeigneter Ausgangsleistung nahe genug an ein stark absorbierendes Medium herangebracht werden muß. Bei der Übertragung hoher optischer Leistungen führt eine Konvexlinse am Lichtleiteranfang zu einer Fokussierung im Kernmaterial und damit eventuell zu einer unzulässig hohen Leistungsdichte.

Durch Fokussierung eines Ar-Ionen-Laserstrahls in Kunststoffgrundmaterialien und Kunststofflichtleiterkerne konnte experimentell festgestellt werden, daß z.B. PS/PMMA, PS-168N/PMMA-7H und PMMA/F-cop.-Lichtleiter sowie neben den entsprechenden Grundmaterialien auch das relativ stark dämpfende SAN lokal Leistungsdichten bis zu 10^5 W/mm^2 über Zeiten von mehr als 45 min vertragen, an anderen Stellen der gleichen Probe jedoch bereits 100 W/mm^2 zur Zerstörung ausreichten.

Eine maximale Einkoppelleistung von 20 W bei $1,06 \mu\text{m}$ wurde von Swope et al. /197/ für ein 3 mm dickes Glasfaserbündel berichtet, während Crow /204/ für eine Quarzfaser mit einem $35 \mu\text{m}$ dicken Kern bei der gleichen Wellenlänge 6 W bei einem Faserdämpfungsbelag von 5 dB/km angibt.

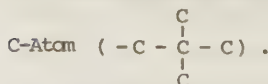
In einem Bericht über Entwicklungen von Lichtleitern in der UdSSR gibt Veynberg /198/ eine optische Leistungsfestigkeit von 20 W/mm^2 für Glaslichtleiter an. Während nach Untersuchungen von Unterleitner et al. /99/ Metalle, Kunststoffe und die meisten keramischen Proben bei Leistungsdichten von 10^4 W/mm^2 Oberflächenschäden aufwiesen, war dies bei speziell entwickelten und polierten Gläsern nicht der Fall. So konnten Leistungsdichten bis

$5 \cdot 10^2 \text{ W/mm}^2$ übertragen werden.

Nach Gambling et al. /202/ ist für die Oberflächenbelastbarkeit von Glas mit $5 \cdot 10^5 \text{ W/mm}^2$ zu rechnen, d.h. daß in eine $5 \mu\text{m}$ dicke Glasfaser maximal ca. 9,8 W eingekoppelt werden können.

Für die optische Leistungsfestigkeit innerhalb des Lichtleiters sind die auftretende Leistungsdichte und der Ort des Leistungsdichtemaximums entscheidend. In einem Strahlenbündel, das schräg auf die zylindrische Grenzfläche in einem Lichtleiter fällt, kann es neben einem unter dem Grenzwinkel einfallenden Strahl totalreflektierte und gebrochene Strahlen gleichzeitig geben. Das resultierende partiell geführte Strahlenbündel weist nach der Reflexion eine mehr oder weniger komplizierte Raumkurve auf (vgl. Abschnitt 2.2.4).

Nach einer Faustregel bedeuten 10 Grad Temperaturerhöhung eine Verdopplung der Reaktionsgeschwindigkeit eines chemischen Prozesses. Da es bei der Absorption von Photonen im Lichtleiterkern über eine Erhöhung der Schwingungsenergie zu einer Temperaturerhöhung kommt, ist insbesondere die Lichtleitereingangsfläche gefährdet. Nach Rieche /199/ kann es bei Hochpolymeren unter Einwirkung von Luftsauerstoff und Licht zu einer Peroxygenierung mit Bildung eines Alkylhydroperoxyds kommen. Eine Dehydrierung des Polymeren durch molekularen Sauerstoff kann man vermutlich als Vorstufe nicht ausschließen. Die dann entstehenden Peroxyde sind labil und zerfallen relativ leicht in Radikale, welche wiederum zum Abbau der Hochpolymeren führen können. Erfahrungsgemäß nimmt eine einmal initiierte Peroxygenierung meist einen autokatalytischen Charakter an und es kommt zur Bildung von CO_2 . Erfahrungsgemäß sind C-H-Bindungen stabiler als C-C-Bindungen und hierbei diejenigen an sekundären C-Atomen stabiler als an tertiären oder quartären. Die erforderlichen Dissoziationsenergien werden z.B. in /200/ aufgeführt. Insbesondere besitzt Strahlung aus dem nahen UV-Bereich eine zur Auftrennung der einfachsten kovalenten Bindungen ausreichende Energie. Eine Spaltung der Kettenbindungen führt zum Monomeren, zum Oligomeren und zu verschiedenen Spaltprodukten. Diese fast ausnahmslos radikalischen Prozesse laufen an der Oberfläche bei Vorhandensein von Sauerstoff beschleunigt ab. Auch im Innern des Lichtleiters beginnt der thermische Abbau an den schwächsten Bindungen, d.h. bei PS am tertiären C-Atom ($-\text{C}-\text{C}-\text{C}-$) und bei PMMA am quartären



Eine mögliche Spaltungsstelle bilden auch die relativ labilen Kettenendgruppen. Da der Begriff der thermischen Stabilität von Kunststoffen bisher

nur unbefriedigend definiert wurde, ist es schwierig, aus der durch Lichtabsorption resultierenden Temperaturerhöhung eine maximale optische Belastbarkeit zu bestimmen. Es wird daher vorgeschlagen, eine maximale optische Belastbarkeit experimentell aus der durch einen vorgegebenen Querschnitt transportierten Leistung zu bestimmen und die dabei auftretende Temperaturerhöhung als Funktion der Zeit kalorimetrisch zu messen. Maßgebend für die optische Leistungsfestigkeitsgrenze ist, daß sich die optischen Eigenschaften des Lichtleiters nicht negativ ändern. Eine reversible Änderung kann darüber hinaus als zeitabhängige Leistungsfestigkeitsfunktion bestimmt werden. Eine durch Absorption von Licht hervorgerufene Temperaturerhöhung in amorphen Kunststoffen kann infolge der niedrigen Wärmeleitfähigkeit λ der Thermoplaste ($\lambda = 0,163 \text{ W/Km}$ für PS, $0,186 \text{ W/Km}$ für PMMA und $0,233 \text{ W/Km}$ für PC) nur langsam abgebaut werden. Da in Kunststoffen keine freien Elektronen vorhanden sind, werden elastische Wellen zur Beschreibung des Wärmetransportes herangezogen.

Prinzipiell sind Thermoplaste als Wärmeisolatoren anzusehen, so daß die absorbierte EMS am Ort der Einwirkung einen großen Temperaturgradienten erzeugen kann. Experimentell konnte bei durch hohe optische Leistungsdichten ($> 3 \cdot 10^3 \text{ W/mm}^2$) an Störstellen initiierten irreversiblen Zerstörungen die dynamische Verfärbung von PS- und PMMA-Material beobachtet werden. Die der eigentlichen Zerstörung vorausgehende Verfärbung könnte z.B. an der Oberfläche von PS durch die Bildung von Oxydationsprodukten wie chinoiden Strukturen oder hochkonjugierten Keton-Kondensationsprodukten erklärt werden /122/. Wegen des Fehlens von Sauerstoff ist dies aber im Innern des Materials nicht möglich und bisher ungeklärt. Eindeutig ist aber das Überschreiten der Sprödigkeitstemperatur /170/ feststellbar.

Da hochreine Kunststoffe im sichtbaren Spektralbereich nach den vorliegenden Messungen nur relativ geringe Absorption aufweisen, sind Verunreinigungen und Strukturfehler der Hochpolymeren als Ursache für Zerstörungen durch Lichtabsorption anzusehen. Die Energieabgabe erfolgt meist strahlungslos durch Erhöhung der Rotations-Schwingungsenergie mit Übertragung durch sog. Stöße zweiter Art und durch Sekundäremission in Form von Fluoreszenzstrahlung. Die genaue Natur der Zerstörungskeime ist nicht bekannt. Als Verunreinigungen, die evtl. bereits bei der Polymerisation entstehen, kommen bei den als Lichtleitematerialien verwendeten Kunststoffen Peroxyde und verschiedene Carbo-nyl-Gruppen wie Ketone und Aldehyde in Frage. Mikroskopisch betrachtet muß eine Reaktion auf ein absorbiertes Photon nicht an der Absorptionsstelle selbst erfolgen, sondern es kann nach Energieweiterleitung entlang der Kette

eine besonders schwache Stelle angegriffen werden.

Neben der optischen Leistungsfestigkeit der Eingangsfläche eines Kunststofflichtleiters ist die maximale Volumen-Leistungsfestigkeit (Leistungsdichte im Kerninnern) eine kennzeichnende Größe. Mit den zur Verfügung stehenden Argon-Ionen-Lasern (maximal ca. 20 W im Dauerstrichbetrieb) konnten experimentell die in Tabelle 11 angegebenen Leistungsdichten auch im Volumen zerstörungsfrei in Langzeitversuchen appliziert werden. Allerdings war die Leistungsdichte im jeweiligen Kernmaterial eine Funktion des Ortes. Bei Vorhandensein visuell sichtbarer Störstellen im Kern innerhalb einer Länge von ca. 6 cm von der Eingangsfläche aus gerechnet gelang es fast immer, durch Veränderung der transformierten Gaußstrahltaillenlage, eine thermische Zerstörung einzuleiten. Hierbei resultieren bei relativ dicken Materialproben die in Bild 59a abgebildeten Zerstörungstrichter. Erfolgt die unzulässige Absorption und Wärmeentwicklung in der Nähe der Grenzfläche, so führt die beim partiellen örtlichen Schmelzen des Kernmaterials entstehende visuell erkennbare Flüssigphasenblase zu einer Materialverdrängung, was bei relativ hohen optischen Leistungen (> 10 W) zu den in Bild 59b und c abgebildeten explosionsähnlichen Kratern führt, die oft akustisch wahrnehmbar entstehen.

Bild 59d, e, f und g zeigen verschiedene durch ihre Streuung erkennbare Störungen im Kerninnern und an der Grenzfläche Kern/Mantel. Die zur Zerstörung führenden Fehlstellen haben Abmessungen im μm -Bereich, die, wie in Bild 59e dargestellt, außerdem zur Strahlenbündelseparation führen können.

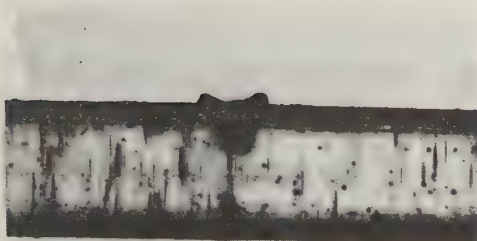
Mit einem transformierten Laserstrahl ist es möglich, insbesondere Kunststoffmaterialien aber auch Lichtleiterkerne in Longitudinal- und Transversalrichtung optisch abzutasten. Dabei können Fehlstellen bei relativ niedrigen Laserausgangsleistungen ($< 100 \text{ mW}$) als Streuzentren (einschließlich der Fluoreszenzstrahlung) auch dann lokalisiert werden, die sonst visuell nicht zu erkennen sind. An solchen Stellen genügt dann meist eine Leistungsdichte von $5\div 50 \text{ W/mm}^2$, um zu einer Carbonisierung zu führen. Wird das Kunststoffmaterial beim Einkoppeln einer momentan hohen Leistungsdichte ($> 500 \text{ W/mm}^2$) ausgesetzt, so können dabei auch im Dauerstrichbetrieb die sonst nur als Zerstörungsform bei PulsLasern auftretenden Scheibchen auftreten. Bei Dauerstrichbetrieb ist diese Erscheinung aber nur als eine Stufe der Zerstörungskette anzusehen und nur dann eine irreversible Form, wenn die Beaufschlagung mit der relativ hohen Leistungsdichte zeitlich nur kurz über den Zerstörungseinsatz ausgedehnt ist. Als Ursache wird eine thermische Ausdehnung mit resultierenden mechanischen Spannungen angenommen.



a)



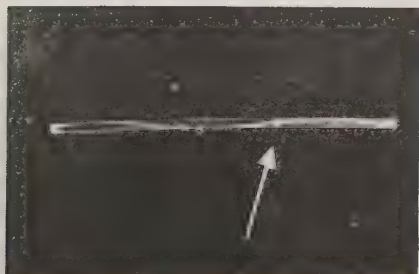
b)



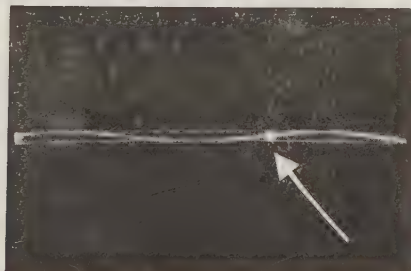
c)



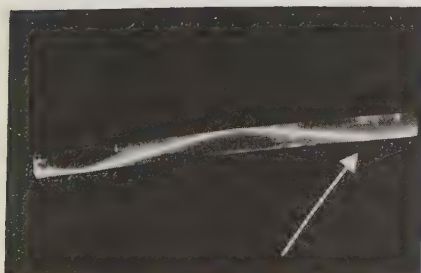
d)



e)



f)

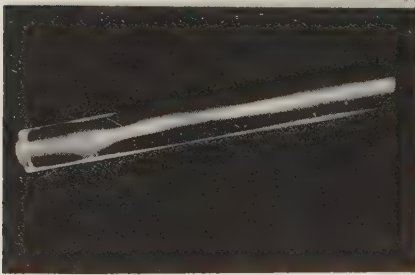


g)

Bild 59:

- a) Zerstörungen im Lichtleiterkern;
Strahlrichtung von rechts nach links
- b) Zerstörungen mit Materialverdrängung
- c) Kraterbildung
- d) Störstelle im Kern
- e) Störstellen im Kern mit Strahlauf-
fächerung
- f) Störstellen an der Kern/Mantel-
Grenzfläche
- g) wie f)

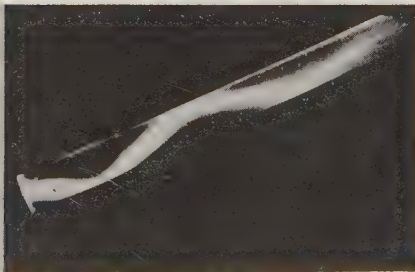
Neben Fehlern im Kern können auch vom Mantel bis zur Grenzfläche Kern/Mantel vordringende Risse zu Zerstörungsursachen werden. Vorhandene Gasblasen können aufgrund ihrer integralen Linsenwirkung zu einer partiellen Fokussierung eines Strahlenbündels und damit zu unzulässigen Leistungsdichten führen. Dies ist insbesondere bezüglich der vorzugsweise in den Gasblasenrandzonen vorhandenen möglichen Verunreinigungen z.B. durch Katalysatorreste, UV-Absorber und Monomere zu beachten. Hohe Leistungsdichten können aber auch bei ungeeigneter Strahleinkopplung in den Lichtleiter oder bei einer Krümmung des Lichtleiters am proximalen Ende auftreten. In Bild 60 sind verschiedene Strahlenbündelverläufe dargestellt, die sich aus Abschnitt 2.2.4 erklären lassen.



a)



c)



b)



d)

Bild 60: a) Nichtmeridionalstrahlenbündel mit Meridionalstrahl als Bündelachse in Draufsicht
b) wie a) in Seitenansicht
c) Nichtmeridionales Strahlenbündel
d) Nichtmeridionales Strahlenbündel

Deutlich ist die Fokussierung der an der Grenzfläche reflektierten Strahlenbündel zu erkennen. Durch einen derartigen Bündelverlauf am Lichtleiteranfang kann bei entsprechend hoher Eingangsleistung an einer Inhomogenitätsstelle eine Zerstörung erzeugt werden. Experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, daß die optische Leistungsfestigkeit in erster Linie von den optischen Inhomogenitäten bestimmt wird und nicht notwendigerweise von der als Mittelwert gemessenen Lichtleiterdämpfung. Die schwächste Stelle im Lichtleiter bestimmt die maximal übertragbare Leistung und die optische Leistungsdichte.

In einer Versuchsreihe mit PMMA/F-cop. und PS/PMMA-Lichtleitern mit Lichtleiterdämpfungen zwischen 1,52 und 1,94 dB/m konnten die 2 Hauptursachen einer Zerstörung im Lichtleiterinnern ermittelt werden, wobei sich durchaus dämpfungsärmere Proben als weniger leistungsfest erwiesen. Bei Dauerstrichleistungen von ca. 17 W eines Argon-Ionen-Lasers im multifrequenten Betrieb traten Zerstörungen auf, wenn 1. die Brennnlinie eines durch schräge Laserstrahleinkopplung erzeugten nichtmeridionalen Strahlenbündels eine sensibilisierende Inhomogenität erfaßte oder wenn 2. bei unter $\theta_0 = 0^\circ$ eingekoppeltem Strahl innerhalb der ersten 20 cm eine Krümmung mit $r \leq 3$ cm auftrat. In diesen Fällen kam es dann zu Bild 59 entsprechenden Zerstörungen. Diese können durch axiale Einkopplung und durch eine geradlinige Führung des Lichtleiters auf den ersten ca. 20 cm vermieden werden.

Infolge der Volumen- und Grenzflächenstreuung kommt es in Kunststofflichtleitern bereits nach relativ kurzer Länge, vom Eingang her gesehen, zu einer quasi-homogenen Leistungsdichte im Kernmaterial, wodurch die Zerstörungsgefahr reduziert wird. Daher sind für eine betriebssichere Übertragung Kern/Mantel-Reflexionen und zu starke Krümmungen im Lichtleiteranfangsbereich zu vermeiden. Leistungen über 10 W können zwar für PS/PMMA und PMMA/F-cop.-Lichtleitern mit Durchmessern von ca. 1,5 mm auch noch in Luft eingekoppelt werden. Ein von Bodem et al. /171/ entwickeltes Immersionsankopplungssystem hat sich aus Gründen der besseren Justierbarkeit, unter Ausnutzung der Streustrahlung der Immersion, der Reduzierung der Fresnelverluste durch Brechungsindexanpassung, der Wärmeableitung von der besonders gefährdeten Lichtleiter-eingangsoberfläche und der Verhinderung einer Oxydation durch Luftsauerstoff bei hohen optischen Leistungen, bewährt.

Luft eignet sich wegen ihres geringen Wärmeaufnahmevermögens (Wärmeübergangszahl $\alpha(\text{g}) = 11,6 \div 34,9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$) nur bedingt bei der Einkopplung hoher Dauerstrichleistungen. Geht man zu Wasser über, so erhält man auf Grund der größeren Wärmeübergangszahl ($\alpha(\text{g}) = 232,5 \div 1163 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$) erhebliche wärmetechnische Vorteile.

Mit Kunststofflichtleitern vom Typ PS/PMMA konnten bei $L = 2,48$ m und $d = 1,5$ mm bei einer Eingangsleistung von 18 W (Argon-Ionen-Laser im multi-frequenten Betrieb) 7,2 W abgestrahlt werden. Die bisher größte am distalen Lichtleiterende eines 3 m langen, 1,5 mm dicken PMMA/F-cop.-Lichtleiters abgestrahlte Leistung von 14,9 W wurde bei einer Eingangsleistung von 20 W erreicht. Eine obere Grenze war mit den zur Verfügung stehenden Lasergeneratoren nicht zu ermitteln. Die am Lichtleiterende verfügbaren optischen Leistungen eröffnen neben der bereits klinisch nachgewiesenen Einsetzbarkeit zur Photokoagulation gastrointestinalen Gewebes potentielle Möglichkeiten zur Materialbearbeitung, wenn es gelingt, die vom Einwirkort des übertragenen Lichtes ausgehende Wärmestrahlung und Materie in fester, flüssiger oder gasförmiger Form vom Lichtleiterende fernzuhalten, damit sie nicht zu einer thermischen Zerstörung des distalen Lichtleiterendes führen kann. Der Einsatz von Kunststofflichtleitern muß natürlich nicht auf den Durchmesserbereich um 1,5 mm beschränkt bleiben. So konnten in Lichtleitern mit $d = 0,25$ mm vom Typ PS/PMMA (5,86 dB/m) und PMMA/F-cop. (1,76 dB/m) Dauerstrichleistungen von 1,82 W (Maximum eines 5 W-Ar-Ionen-Lasers bei $\lambda = 514,5$ nm) nach Strahltransformation in Luft zerstörungsfrei eingekoppelt werden.

Zu einer Klärung des Zerstörungsmechanismus bei Kunststofflichtleitern und Kunststoffgrundmaterialien im Dauerstrichbetrieb könnte die Hochgeschwindigkeitsfotografie beitragen, da es sich um einen dynamischen Vorgang handelt. Beobachtungen und Messungen bei Zerstörungsuntersuchungen lassen folgende Entwicklung als wahrscheinlich erscheinen: Ein intensiver Lichtstrahl erzeugt im Kern ein nebelartiges Volumen, das durch Streuzentren mit Durchmessern $< 1 \mu\text{m}$ und vereinzelt auch durch größere Störungen bedingt wird. Bei der Absorption entsteht im Volumen des Lichtbündels Joulesche Wärme und dies führt zu dynamischen Spannungen im Material. Die Mitwirkung von Ultraschall kann bei den hier vorkommenden Leistungsdichten im Dauerstrichbetrieb ($< 10^4$ W/mm²) aus Vergleichsuntersuchungen an Glas und Quarz /204/, /206/, /207/ als nichtexistent betrachtet werden. Für eine quantitative Abschätzung bei Kunststoffen fehlen jedoch zur Zeit die Angaben über die jeweiligen Verstärkungskoeffizienten bei stimulierter Mandel'shtam-Brillouin-Streuung ebenso wie die Werte der elasto-optischen Koeffizienten.

Die Ausbildung von Hochtemperaturzentren bei optischen Inhomogenitäten, wie Fremdeinschlüssen und mechanischen Spannungen, äußert sich durch das visuell erkennbare Aufleuchten, d.h. auch durch intensive thermische Strahlung, die von der Absorptionsstelle ausgeht. Eine Messung der spektralen Verteilung der Temperaturstrahlung dieser Zerstörungskeimzellen und ein Vergleich mit

den Planckschen Verteilungskurven für die Schwarzkörperstrahlung könnte die äquivalenten Temperaturen ergeben. Bei entsprechender Wahl der Leistungsdichte ändert sich die Temperaturstrahlungsintensität visuell betrachtet nur langsam, was eine Erleichterung der quantitativen Meßbarkeit mit sich bringt.

Durch die mechanischen Spannungen entstehen Mikroinhomogenitäten, und es kommt bei weiterer Absorption zu einer partiellen Verdampfung von Material und damit zu Gasblasen von hohem Druck und hoher Temperatur. Die Gasblasenzusammensetzung könnte durch pyrolytische Verfahren geklärt werden. Zu erwarten sind z.B. bei PS Fraktionen mit niedrigen Molekulargewichten wie Methan, Äthan, Äthylen und Azetylen. Die Flüssigkeitsphasenrandzonen enthalten dabei vermutlich die Bestandteile Benzol, Äthylbenzol, Styrol und Methylstyrol. Der Gasdruck erzeugt weitere Spannungen und dies führt entweder an der Kern/Mantel-Grenzfläche zu den bereits erwähnten kraterähnlichen Rissen oder im Innern des Kern zu einer keilförmigen, in zur Strahlausbreitungsrichtung entgegengesetzter Richtung fortschreitender Erweichung des Materials. Das heiße Gas carbonisiert dabei die Blasenwand, wodurch es zu einer Absorptionserhöhung und weiteren Erwärmung des Gases kommt. Dies führt dann bei entsprechender Einwirkdauer auch im Kerninnern zur thermischen Zerstörung. Da eine Temperaturerhöhung bei Kunststoffen eine Brechungsindexabnahme zur Folge hat /144/, sind die in Abschnitt 2.2.1.1 eingeführten Lichtleiter-Kenngrößen auch Funktionen der Temperatur. Dies bedeutet mit den bekannten $dn/d\vartheta$ -Werten, daß beispielsweise bei einer Änderung von 293 K auf 353 K der maximale Aperturwinkel Θ_a bei einem PMMA/F-cop.-Lichtleiter dynamisch um ca. $0,34^\circ$ abnimmt und der Grenzwinkel der Totalreflexion Θ_{2C} um ca. $0,09^\circ$ zunimmt, wenn kurzzeitig der Mantel noch keine Temperaturänderung erfahren hat oder auf konstanter Außentemperatur gehalten wird. Solche Kenngrößenänderungen beeinflussen den praktischen Betrieb von Kunststofflichtleitern nur unwesentlich, solange die Brechungsindexunterschiede zwischen Kern und Mantel größer als ca. $1 \cdot 10^{-3}$ sind, damit bei einer Leistungsübertragung keine optischen "Leckstellen" durch quasi-selektive Temperaturerhöhungen insbesondere an der Kern/Mantel-Grenzfläche auftreten können.

Nach einem Absorptionsakt kann ein angeregtes Polymerelement durch Emission eines Photons in den Grundzustand zurückkehren. Die Rückkehr in den nicht-angeregten Zustand kann aber auch durch thermische Stöße mit anderen Polymerelementen erfolgen. Neben der strahlungslosen Umwandlung von Lichtenergie in Wärmeenergie kommt es zu einer Fluoreszenz und/oder Phosphoreszenzabstrahlung. Letztlich können auch noch chemische Reaktionen initiiert und/oder beschleunigt werden.

Von diesen Prozessen sind nur die Wärmeentwicklung und die Anregung chemischer Reaktionen für eine Abschätzung der Leistungsfestigkeit von Kunststoff-Lichtleitern wesentlich. Die langwelligere Fluoreszenz verläßt ähnlich wie die Streustrahlung den Lichtleiter. Außerdem ist der Leistungsanteil der Fluoreszenzstrahlung in den hier untersuchten Lichtleitern relativ klein und kann daher kaum zu einer merklichen Absorption im Kern- bzw. Mantelmaterial führen.

Von den vielen möglichen nichtthermischen Effekten kann der dielektrische Durchbruch als Zerstörungsursache bei der Anwendung von Dauerstrichlasern ausgeschlossen werden, da selbst bei Leistungsdichten von $P_A = 3 \cdot 10^3 \text{ W/mm}^2$ aus

$$E = \sqrt{2 \cdot P_A \cdot \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \mu_r}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r}}} \quad (190)$$

nur eine elektrische Feldstärke $E \approx 1,2 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$ (die Sonne erzeugt auf der Erdoberfläche ca. 10 V/cm) für Medien mit $n = 1,492 \div 1,59$ folgt. Dagegen kann z.B. mit einem auf $d_A = 1 \text{ mm}$ fokussierten Güteschaltimpuls eines Rubinlasers mit einer Spitzenleistung von 150 MW eine Feldstärke von ca. $3,1 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$ erzeugt werden. Erst eine solche Feldstärke kommt in die Größenordnung der atomaren Bindungskräfte ($10^6 \div 10^9 \text{ V/cm}$) und kann zu einer merklichen Wechselwirkung mit der Bildung freier Elektronen und ionisierter Atome führen.

Nimmt man modellmäßig eine Gleichverteilung der einfallenden Lichtleistung im Lichtleiterkern an, so läßt sich unter der Annahme eines isotropen Kerns die Fourier-Kirchhoff'sche Wärmeleitungsgleichung in der Form

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\Lambda}{\rho \cdot c_p} \cdot \Delta \vartheta + \frac{1}{\rho \cdot c_p} \cdot q \quad (191)$$

anwenden, wobei ϑ den Temperaturanstieg, ρ die Dichte, c_p die spezifische Wärme, Λ die Wärmeleitfähigkeit und q die spezifische Wärmemenge bedeuten.

Bei der Absorption von Licht auf der Lichtleitereingangsoberfläche bestimmen die Wärmeabstrahlung und die Wärmeleitung die Temperaturverteilung mit. Insbesondere kommt es bei Dauerstrichlaserstrahleinkopplung zu einer Vergrößerung der effektiv erwärmten und damit abstrahlenden Fläche mit wachsender Absorptionsdauer und es kann zu einem Gleichgewichtszustand kommen. Bei der mathematischen Formulierung dieses Problems muß dann zum einen ein Term berücksichtigt werden, der proportional zur 4. Potenz der Temperatur ist und zum andern muß die Wärmeleitung durch einen temperaturlinearen Term in die Berechnung Eingang finden.

Im Falle eines sich in z-Richtung ausbreitenden Gaußstrahls des TEM₀₀-Wellentyps mit der Zeitabhängigkeit f(t) kann man die Leistungsdichte im Lichtleiter durch

$$p_A(r, z, t) = \frac{P_{\text{ein}}'}{A_w} \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{w^2}\right) \cdot \exp(-\alpha_a \cdot z) \cdot f(t) \quad (192)$$

ausdrücken, wobei P_{ein}' die Eingangsleistung nach Abzug der Fresnel-Verluste, $A_w = \pi \cdot w^2$ die Fleckgröße (Strahlquerschnittsfläche) des Gaußstrahls und w der Gaußstrahlradius (Abfall der Intensität auf $1/e^2$ des Wertes in der Strahlachse) ist. Für einen im Vergleich zur Einfallfläche kleinen Strahlquerschnitt läßt sich das Ergebnis nach /201/ für eine Quelle mit dem Aperturradius r_q anwenden und modifizieren. Die Temperaturerhöhung erhält man dann aus

$$\vartheta(r, z, t) = \frac{Q}{4 \cdot \rho \cdot c_p \cdot (\pi \cdot b \cdot t)^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{r^2 + r_q^2 + z^2}{4 \cdot b \cdot t}\right) \cdot I_0\left(\frac{r \cdot r_q}{2 \cdot b \cdot t}\right) \quad (193a)$$

wobei $b = \lambda / (\rho \cdot c_p)$ die Temperaturleitzahl, I_0 die modifizierte Besselfunktion 0. Ordnung und Q die gesamte Wärmeenergie ist, die durch Absorption von EMS erzeugt wird. Auf den Gaußstrahl als Quelle übertragen, wird aus Gl. (193a)

$$\vartheta(r, z, t) = \frac{Q_A}{4 \cdot \rho \cdot c_p \cdot (\pi \cdot b \cdot t)^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{r^2 + z^2}{4 \cdot b \cdot t}\right) \cdot \int_{r_q=0}^{\infty} \exp\left[-r_q^2 \cdot \left(\frac{1}{4 \cdot b \cdot t} + \frac{2}{w^2}\right)\right] \cdot I_0\left(\frac{r \cdot r_q}{2 \cdot b \cdot t}\right) \cdot 2\pi \cdot r_q \cdot dr_q \quad (193b)$$

wobei Q_A die Wärmeenergieflächendichte ist. In Gl. (193b) erhält man nach der Substitution $r_q^2 = R_q$ ein tabelliertes Laplacesches Integral /209/ und somit

$$\vartheta(r, z, t) = \frac{Q_A \cdot w^2}{\rho \cdot c_p \cdot \sqrt{\pi \cdot b \cdot t} \cdot (8 \cdot b \cdot t + w^2)} \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{4 \cdot b \cdot t} - \frac{4 \cdot b \cdot t + w^2}{2 \cdot b \cdot t \cdot (8 \cdot b \cdot t + w^2)} \cdot r^2\right) \quad (193c)$$

Der praktisch interessierende Ort einer Untersuchung im Hinblick auf eine mögliche Hochtemperaturzone ist der Lichtleiteranfang ($z=0$) und beim Gaußstrahl die Strahlachse ($r=0$). Dies führt mit Gl. (193c) bei einer absorbierten Leistungsdichte p_a auf

$$\vartheta(0, 0, t) = \frac{p_a \cdot w^2}{\rho \cdot c_p \cdot \sqrt{\pi \cdot b}} \cdot \int_{\tau=0}^t \frac{1}{\sqrt{\tau} \cdot (8 \cdot b \cdot \tau + w^2)} \cdot d\tau \quad (193d)$$

und nach Integration erhält man

$$\vartheta(0,0,t) = \frac{P_a \cdot w}{\sqrt{2\pi} \cdot \Lambda} \cdot \arctan \left(\frac{2 \cdot \sqrt{2 \cdot b \cdot t}}{w} \right) \quad (193e)$$

und für $t \rightarrow \infty$ die Gleichgewichtslösung

$$\vartheta(0,0,\infty) = \frac{\sqrt{\pi} \cdot P_a \cdot w}{2 \cdot \sqrt{2 \cdot \Lambda}} \quad (193f)$$

Damit bei einem PS- oder PMMA-Kern ($\Lambda = 0,163$ bzw. $0,186$ W/Km) die Temperaturerhöhung kleiner als 80 K bleibt, darf die absorbierte Leistungsdichte p_a bei einem Strahlradius $w \sim 50$ μm einen Wert von $p_a \sim 0,4$ W/mm² nicht überschreiten. Bei einer Eingangsleistung $P_{\text{ein}}' \approx 20$ W bedeutet dies ein Leistungsdichteverhältnis $p_a / (P_{\text{ein}}' / \pi \cdot w^2) \approx 0,00016$, d.h. nur $0,16\%$ der Eingangsleistung dürfen auf der Eingangsfläche absorbiert werden. Nimmt man an, daß eine dünne Schicht Δz am Lichtleiteranfang innerhalb einer relativ kurzen Zeitspanne ($t < 10$ sec) eine Thermalisierung aufweist, so kann man mit der sinngemäß aus Gl. (193e) folgenden Abschätzung $\Delta z \ll 2 \cdot \sqrt{2 \cdot b \cdot t}$ für $t \approx 10$ sec und $b \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$ cm² · sec⁻¹ eine Schichtdicke $\Delta z \approx 0,1$ mm (< 3 mm) zugrundelegen. In dieser Schicht wird bei einem Absorptionskoeffizienten α_a von $0,0007$ cm⁻¹ ($0,3$ dB/m) nur ca. $7 \cdot 10^{-3}\%$ der Leistung absorbiert, so daß das homogene, verunreinigungsfreie Grundmaterial des Kerns der hier untersuchten Lichtleiter weit größere Eingangsleistungen zerstörungsfrei einzukoppeln gestattet.

In den vorstehenden Überlegungen wurde die Tatsache, daß die spezifische Wärme c_p eine Funktion der Temperatur ist, nicht berücksichtigt. Eine genauere Analyse müßte den quasi-linearen Anstieg von c_p mit der Temperatur und das nichtlineare Verhalten in der Nähe der Glastemperatur *) mit einbeziehen.

Während man bei Grundmaterialuntersuchungen die bekannten Lösungen der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung für den Fall des unendlich ausgedehnten Mediums bei der Wärmeableitung in alle Richtungen auch experimentell näherungsweise erfüllen kann, muß man bei Lichtleitern Randbedingungen erfüllen, die durch den Wärmeübergang vom Kern auf den Mantel und die Umgebung bestimmt werden.

Zur Abschätzung der thermodynamischen Vorgänge bei der Absorption im Lichtleiter werden die Wärmeleitung im Kern und der Wärmeübergang auf die Umgebung betrachtet. Dabei soll vereinfachend von einem Gaußstrahl in der optischen Achse des Lichtleiters ausgegangen werden. Für die Wärmeleitung im zylindrischen Kern ergibt sich im stationären Fall ($\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = 0$) aus Gl. (191) für die

*) Umwandlungspunkt 2. Ordnung; Grenze zwischen hart- und weichelastischem Zustand.

nur vom Radius r abhängige Temperaturdifferenz ϑ die Differentialgleichung

$$\Lambda \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left(r \cdot \frac{d\vartheta}{dr} \right) = -q \quad (194a)$$

bzw. nach Umformung

$$\frac{r}{2} \cdot q = -\Lambda \cdot \frac{d\vartheta}{dr} \quad (194b)$$

wobei sich die spezifische Wärmemenge q aus

$$q = -\frac{\partial p_A}{\partial z} \approx \frac{\alpha_a \cdot P_{\text{ein}}}{A_w} \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{w^2}\right) \cdot \exp(-\alpha_a \cdot z) \cdot f(t) \quad (195)$$

berechnet, wobei $\frac{\partial A_w}{\partial z} \approx 0$ angenommen wurde.

Nach Integration

$$\int_{r=0}^{r=r_K} \frac{\alpha_a \cdot P_{\text{ein}}}{2 \cdot A_w} \cdot \exp(-\alpha_a \cdot z) \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{w^2}\right) \cdot r \cdot dr = - \int_{\vartheta=\vartheta(r=0)}^{\vartheta=\vartheta(r=r_K)} \Lambda \cdot d\vartheta$$

$$\text{erhält man mit der Sprungfunktion } f(t) = \begin{cases} \eta(t)=1, & \text{für } t \geq 0 \\ 0 & , \text{ für } t < 0 \end{cases}$$

für die Temperaturdifferenz im Kern

$$\vartheta_K = \vartheta(r=0) - \vartheta(r=r_K) = \frac{\alpha_a \cdot P_{\text{ein}}}{8 \cdot \pi \cdot \Lambda} \cdot \exp(-\alpha_a \cdot z) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{2r_K^2}{w^2}\right) \right] \quad (196)$$

Bei einem nichtummantelten Kunststofflichtleiter gilt die folgende Warmeubergangsbilanz

$$\vartheta_u \cdot \alpha(\vartheta) \cdot r_K = \frac{r_K^2}{2} \cdot q \quad (197)$$

wobei $\alpha(\vartheta)$ die Wärmeübergangszahl ist.

Mit Gl. (195) und $f(t)$ als Sprungfunktion folgt für die Temperaturdifferenz ϑ_u zwischen Kernoberfläche und Umgebung, wenn vereinfachend eine gleichmäßige Intensität über den Lichtleiterquerschnitt angenommen werden kann

$$\vartheta_u = \vartheta(r=r_K) - \vartheta(\infty) \approx \frac{\alpha_a}{2\pi \cdot r_K \cdot \alpha(\vartheta)} \cdot P_{\text{ein}} \cdot \exp(-\alpha_a \cdot z) \quad (198)$$

wobei $\vartheta(\infty)$ die Umgebungstemperatur ist.

Für einen 1,5 mm dicken PMMA-Kern mit $\Lambda = 0,186 \text{ W/Km}$, $\alpha(\vartheta) \approx 15 \text{ W/Km}^2$ erhält man für die Fälle

a.) $\alpha_a \approx \alpha_{TL} = 0,0007 \text{ cm}^{-1}$ (0,3 dB/m) und b.) $\alpha_a \approx \alpha_{TL} = 0,00345 \text{ cm}^{-1}$ (1,5 dB/m) bei einem Gaußstrahl mit $w \approx 50 \text{ }\mu\text{m}$ und $P_{\text{ein}} \approx 20 \text{ W}$ im Fall a.) eine Temperaturdifferenz $\vartheta_k = 0,3 \text{ K}$ bzw. im Fall b.) $\vartheta_k = 1,5 \text{ K}$ am Lichtleiteranfang. Die Temperaturdifferenz ϑ_u beträgt dagegen 19,8 bzw. 97,6 K gegenüber der Luftumgebung. Bei strömender Umgebungsluft mit einer Wärmeübergangszahl $\alpha(\vartheta) \approx 25 \text{ W/Km}^2$ verringern sich die ϑ_u -Werte auf 11,9 bzw. 58,6 K. Bei der hier getroffenen Annahme eines homogenen Kernmaterials im thermodynamischen Gleichgewicht läßt sich bei einer maximalen Gebrauchstemperatur von ca. 353 K bei einem Absorptionskoeffizienten $\alpha_a \approx 0,0007 \text{ cm}^{-1}$ eine maximale Einkoppelleistung von $80 \div 135 \text{ W}$ erwarten, während bei $\alpha_a \approx 0,00345 \text{ cm}^{-1}$ nur $17 \div 27 \text{ W}$ zulässig erscheinen.

Mit einer Wasserkühlung ($\alpha(\vartheta) \approx 500 \text{ W/Km}^2$) des Lichtleiters bei $\vartheta = 293 \text{ K}$ wird ϑ_u im obigen Beispiel auf 0,6 bzw. 2,9 K reduziert, wodurch selbst bei einem Lichtleiter mit 1,5 dB/m Dämpfungsbelag noch ca. 270 W eingekoppelt werden könnten. Wird andererseits nur eine Temperaturerhöhung von maximal 20 K erlaubt, so darf ein Lichtleiter mit 0,3 dB/m bei Luftkühlung bis 35 W und bei Wasserkühlung bis maximal ca. 450 W belastet werden.

Bei Dauerbelastungstests mit $15 \div 20 \text{ W}$ Laserleistung eines Argon-Ionen-Lasers konnten in Übereinstimmung mit der obigen Abschätzung bei PMMA/F-coop. ($a_{TL} = 0,4 \div 1,6 \text{ dB/m}$) und bei PS/PMMA-Lichtleitern ($a_{TL} = 1,3 \div 1,8 \text{ dB/m}$) nur Temperaturerhöhungen $< 10 \text{ K}$ ermittelt werden, wobei sich nach etwa $3 \div 5 \text{ min}$ ein Temperaturgleichgewicht einstellte.

4.4.5 Strahldivergenz und Intensitätsverteilung am Lichtleiterende

Die Theorie der Geometrischen Optik sagt für ideale, gerade Lichtleiter nach Gl. (24) die der Apertur entsprechende Ausgangsdivergenz voraus. Bei den nichtidealen Kunststofflichtleitern wird die Divergenz außerdem im wesentlichen durch die Lichtleiterlänge, die Streuung, die nichtideale Totalreflexion und die Lichtleiterkrümmung bestimmt. Die Zusammenhänge zwischen der Divergenz und den verschiedenen Einflußgrößen können nicht durch einfache analytische Formulierungen beschrieben werden. Die Kenntnis der Strahldivergenz ist für die Realisierung und Optimierung von Strahltransformationen am distalen Lichtleiterende wichtig und bestimmt die Transformationselemente bei der Abbildung, Fokussierung und Aufweitung durch Teleskope. Beim ortsveränderlichen (beweglichen) Einsatz der hochflexiblen Kunststofflichtleiter ist die Abstrahlcharakteristik darüberhinaus eine "dynamische" Größe und

läßt eine experimentelle Ermittlung zweckmäßig erscheinen. Eine Messung der Divergenz bei ummantelten Kunststofflichtleitern ermöglicht eine Aussage bezüglich der Verwendbarkeit z.B. bei einer geforderten Leistungsdichte bei einem vorgegebenen Abstandsintervall vom distalen Lichtleiterende. Bei den untersuchten Kunststofflichtleitern mit zylindrischem Querschnitt kann man bei der Analyse nicht mehr von einem ausgezeichneten Einfallswinkel θ_0 sprechen. Wenn nämlich ein quasi-paralleler Laserstrahl endlichen Durchmessers unter einem Winkel θ_0 auf die Eingangsfläche eines Lichtleiters fällt, so liegt nach Brechung am Eingang ein kontinuierliches Spektrum von Reflexionswinkeln am Kern/Mantel-Übergang vor. Dies ist eine Folge der anteiligen Nichtmeridionalstrahlen bezüglich der gekrümmten Lichtleiterkerngrenzfläche. Die Ausbildung von schraubenähnlichen Strahlverläufen führt zu einer Abstrahlung in einem Konus, der mit wachsendem Winkel θ_0 zu einem Hohlkonus wird. Die integrale Messung der Ausgangsleistung eines Lichtleiters berücksichtigt zwar die Feinstruktur der Intensitätscharakteristik am distalen Lichtleiterende nicht; der Einfluß der Nichtidealität kann aber erkannt werden. In Bild 61 ist das Ergebnis einer Messung des Einflusses von Strahleinfallswinkel und Lichtleiterlänge L dargestellt.

In Übereinstimmung mit den Ergebnissen in Abschnitt 3.1.5 zeigt die Transmission als Funktion des Einfallswinkels keinen scharfen Knick bei $\theta_0 = \theta_{0C}$, wie es nach Gl. (19) gemäß der Meridionalstrahltheorie zu erwarten wäre. Der maximale Einfallswinkel wird durch eine Überlagerung des maximalen Mantelaperturwinkels θ_{aM} nach Gl. (22) und durch den maximalen lokalen Aperturwinkel θ_{aS} der Nichtmeridionalstrahlen nach Gl. (113) bereits beim geraden Lichtleiter nach größeren Einfallswinkeln verschoben. Somit ist die effektive Numerische Apertur größer und nicht kleiner - wie in /159/ behauptet - als der aus Gl. (21) ermittelte Wert. Der Einfluß der mit dem Einfallswinkel wachsenden gesamten optischen Weglänge L_0 nach Gl. (32) ist gegenüber der mit nach Gl. (27) wachsenden Gesamtzahl der Totalreflexionen und dem experimentell ermittelten R_K -Verlauf kombiniert und prägt sich somit dem winkelabhängigen Transmissionsverlauf auf. Bei einem 3 m langen PS-Lichtleiter ($n = 1,59$) mit 1,5 mm Durchmesser resultiert so z.B. bei einem unter $\theta_0 = 30^\circ$ einfallenden Strahl bei einer Meridionalstrahlbetrachtung eine optische Wegverlängerung um 5,3% gegenüber dem Strahl in der optischen Achse. Dies bedeutet bei einer Grundmaterialdämpfung von 1 dB/m eine zusätzliche Dämpfung durch Wegverlängerung von 0,16 dB. Die Reflexionszahl steigt aber theoretisch von 0 auf 662 und bedingt in einem realen Lichtleiter mit $R_K(71,7^\circ) \approx 0,9995$ einen Transmissionsverlust von ca. 28% bei 3 m Lichtleiterlänge.

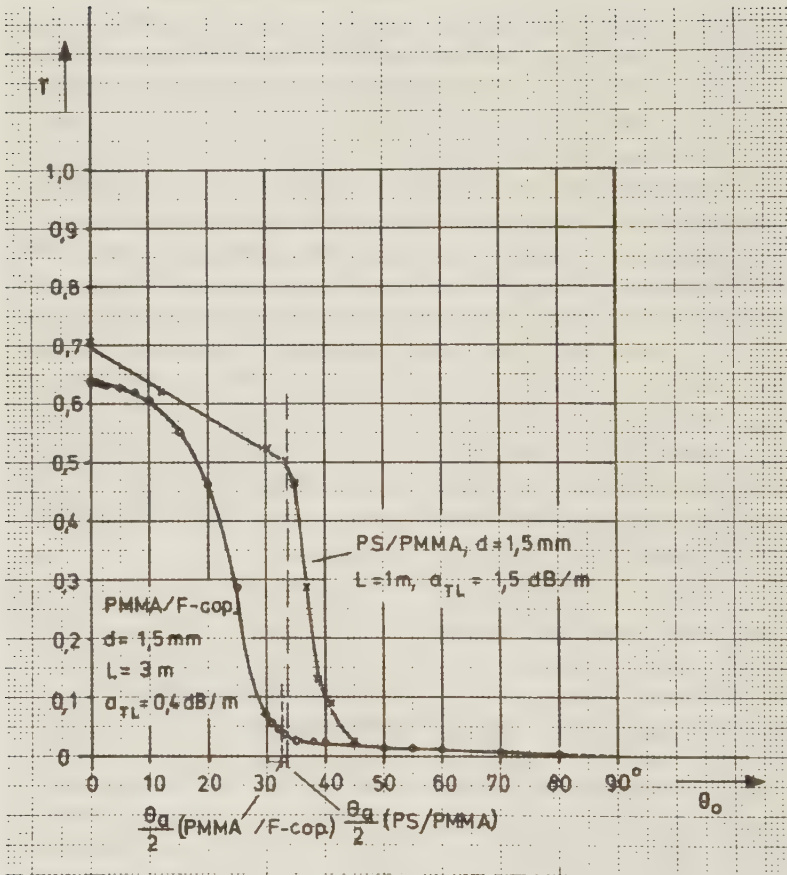


Bild 61: Transmission T als Funktion des Strahleinfallswinkels θ_0 am Lichtleiteranfang und der Lichtleiterlänge L für zwei Kunststofflichtleitertypen

Der Transmissionsabfall mit wachsendem Einfallswinkel θ_0 wird also im wesentlichen durch die wachsende optische Weglänge L_0 nach Gl. (32a) und damit wachsende effektive Absorption, die wachsende Reflexionszahl nach Gl. (28) und damit wachsenden Einfluß der nichtidealen Totalreflexion und durch die veränderten Reflexionsverhältnisse, je nach Polarisationsrichtung, am Lichtleiteranfang bestimmt. Für relativ kurze Lichtleiter ($L < 1\text{ m}$) ergab sich

ein im Vergleich zu längeren Proben ($L = 3 \text{ m}$) ausgeprägter Abfall bei $\theta_0 \approx \theta_a/2$, wobei eine Verschiebung nach größeren Einfallswinkeln vorlag, als es die Theorie der Meridionalstrahlen vorhersagt. Ausgangsleistungen bei $\theta_0 \approx \theta_a/2$ sind einmal auf den Anteil der Nichtmeridionalstrahlen und zum anderen auf den Anteil der im sekundären Mantellichtleiter geführten Strahlen zurückzuführen, wobei Lichtleiter vom Typ PS/PMMA auf Grund der besseren Mantel/Umgebungs-Totalreflexionswerte bei $\theta_0 > \theta_a/2$ denjenigen vom Typ PMMA/F-cop. überlegen sind. Bei den vorliegenden Divergenzmessungen wurde ein Laserstrahl mit einem vollen Konusöffnungswinkel von ca. 2° in die Lichtleiter eingekoppelt. Die Intensitätsverteilung I am distalen Lichtleiterende wurde in transversaler (x, y) und in longitudinaler (z) Richtung mit einer $120 \mu\text{m}$ dicken Kunststofflichtleiterprobe abgetastet und die empfangene Lichtleistung zu einer Fotodiode weitergeleitet. Bild 62 zeigt 3 repräsentative Beispiele der Intensitätsverteilung am Lichtleiterende für 2 verschiedene Kunststofflichtleiter.

Die Divergenz ϑ kennzeichnet den vollen Abstrahlkonus, der sich aus den Transversalwerten ergibt, die in der Intensitätsverteilung dem halben Maximalwert auf der optischen Achse ($x, y = 0$) entsprechen. Für einen $1,5 \text{ mm}$ dicken PS/PMMA-Lichtleiter von $2,25 \text{ m}$ Länge wurde bei $a_{TL} = 1,41 \text{ dB/m}$ eine minimale Divergenz von $\vartheta = 14,9^\circ$ (260 mr) gemessen, während für einen $1,35 \text{ mm}$ dicken PMMA/F-cop.-Lichtleiter bei einer Länge von 3 m und einem Dämpfungsbelag von $0,4 \text{ dB/m}$ $\vartheta = 16^\circ$ (279 mr , Bild 62a) als typischer Wert ermittelt wurde. PS/PMMA-Lichtleiter mit $a_{TL} \approx 2,2 \text{ dB/m}$ weisen bei $L = 3 \text{ m}$ im allgemeinen eine Divergenz von ca. 28° (448 mr , Bild 62c) auf.

Bei einem 3 m langen Kunststofflichtleiter mit $d = 1,35 \text{ mm}$ liegt das Minimum der Halbwertsbreite nicht auf der Endfläche, sondern z.B. im Abstand $z = 2 \text{ mm}$, und es kann von einer äußeren Strahltille gesprochen werden. Diese Tatsache bedeutet für manche Anwendungen einen Vorteil bezüglich der Leistungsdichte als Funktion des Abstandes z vom Lichtleiterende. Aufgrund der Intensitätsverteilung kann man keine eindeutige Leistungsdichte als Funktion des Abstandes angeben. Für eine überschlägige Abschätzung lassen sich aus den vorliegenden Messungen bei $\vartheta \approx 15^\circ$ die folgenden Leistungsdichten P_{aus} in Abhängigkeit vom Abstand z empirisch ermitteln (P_{aus} in W/mm^2 , wenn P_{aus} in W und z in mm eingesetzt werden):

$$P_{aus} \approx P_{aus} \cdot \begin{cases} \frac{2}{\pi \cdot \sqrt{z}} & \text{für } 0 < z < 5 \text{ mm} \\ \frac{\sqrt{2}}{z} & \text{für } 5 < z < 10 \text{ mm} \\ \frac{16}{z^2} & \text{für } 10 \text{ mm} < z \end{cases} \quad (199)$$

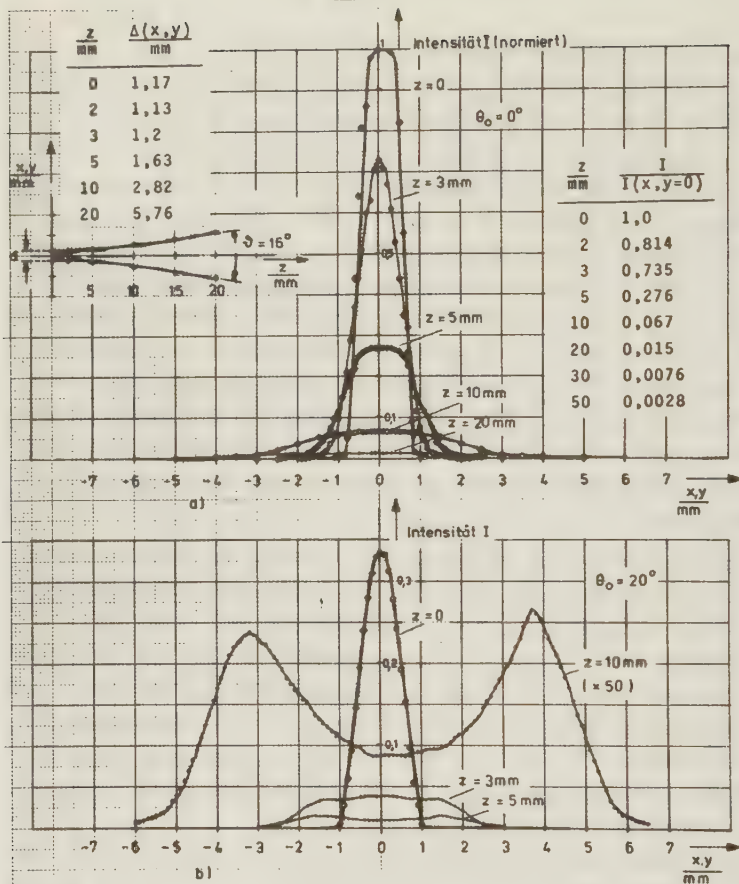
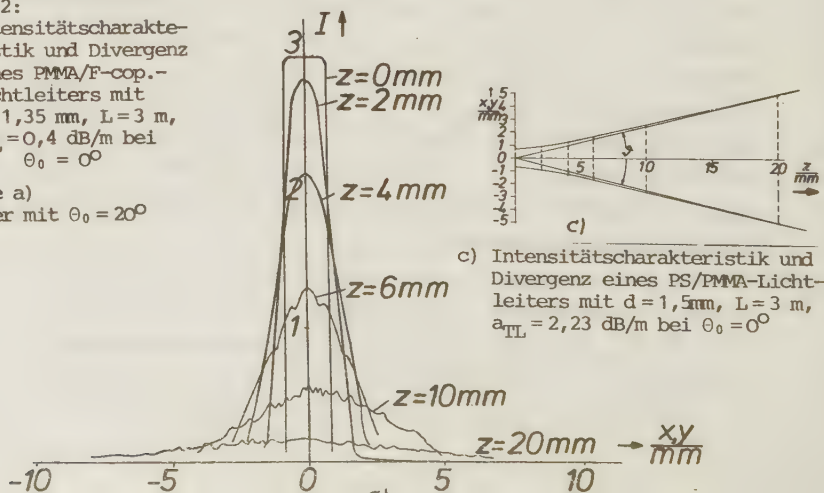


Bild 62:

a) Intensitätscharakteristik und Divergenz eines PMMA/F-cop.-Lichtleiters mit $d=1,35$ mm, $L=3$ m, $a_{TL}=0,4$ dB/m bei $\theta_0=0^\circ$

b) wie a) aber mit $\theta_0=20^\circ$

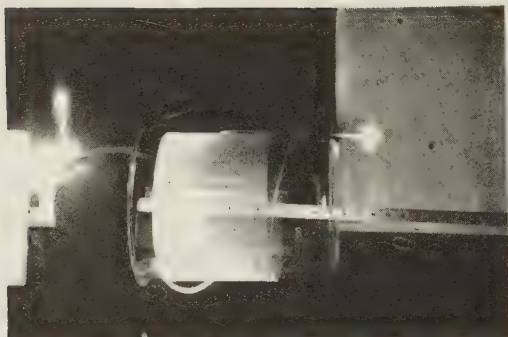


c) Intensitätscharakteristik und Divergenz eines PS/PMMA-Lichtleiters mit $d=1,5$ mm, $L=3$ m, $a_{TL}=2,23$ dB/m bei $\theta_0=0^\circ$

Die angegebenen Relationen sind Mittelwerte für einen bestrahlten Fleckdurchmesser von ca. $1 \div 1,5$ mm. In der optischen Achse ist nach Bild 62 mit einer prozentual höheren Leistungsdichte zu rechnen. Bei einer Ausgangsleistung von 2 W erreicht man bei $z = 2$ mm ca. 1 W/mm^2 und bei $z = 5$ mm ca. $0,7 \text{ W/mm}^2$ nahe der optischen Achse.

Beim Einsatz des Kunststofflichtleiters zur Laser-Photokoagulation im Gastrointestinaltrakt des Menschen können die Leistungsdichten nur als Richtwerte dienen, da es auf Grund der während der Bestrahlung vorhandenen Peristaltik zu einer Abstandsänderung zwischen Lichtleiterende und zu bestrahlendem Gewebe kommt. Mit einer gezielten, dynamischen Abstandsänderung durch den Operateur kann die Leistungsdichte und Strahlfleckgröße kontinuierlich den Erfordernissen angepaßt werden. Darüberhinaus bietet die visuelle Kontrolle des Koagulationsvorganges die Möglichkeit der geeigneten Leistungs- und Bestrahlungsdauerwahl. In Bild 63a-d sind Ausgangsintensitätsverteilung und Divergenz bei Kunststofflichtleitern dargestellt. Bild 63e und f lassen erkennen, daß für eine Koagulation Divergenzen von ca. $200 \div 500$ mr durchaus erwünscht sind und z.B. bei der Lumenobliteration eines nichteröffneten Gefäßes und bei der großflächigen Koagulation venös oder arteriell blutender Ulzera erforderlich sind. Ein fokussierter Strahl am Lichtleiterende führte dagegen häufig zu einer Gefäßwandperforation mit Blutungen, die nicht beherrschbar waren /210/. Mit dem relativ großen Divergenzwinkel der Kunststofflichtleiter gelang z.B. die Thrombosierung perforierter Gefäße im Mesenterium /58/.

Nach Gl. (24) und (20) wird die maximale Ausgangsdivergenz θ durch die Differenz der Brechungsindizes von Kern und Mantel bestimmt. Für bestimmte Anwendungsfälle könnte die hier angegebene Divergenz zu groß sein. Durch geeignete Kombination der Lichtleiterkomponenten bezüglich der Brechungsindexdifferenz lassen sich aber auch geringere Ausgangsdivergenzen erzielen. So lassen sich z.B. für folgende Kombinationen die theoretischen Maximaldivergenzen θ erreichen: PS/PC $\theta \approx 11,2^\circ$; PMMA/PBMA $\theta \approx 18,7^\circ$. Durch Copolymerisation lassen sich darüberhinaus die Brechungsindizes anpassen wie z.B. mit PMMA/MMA+BMA-cop. (Methylmethacrylat + Butylmethacrylat - Copolymerisat z.B. Plexisol PM 709 mit $n = 1,4859$ bei $\lambda = 632,8 \text{ nm}$), wodurch eine maximale Ausgangsdivergenz von ca. 15° erzielt werden kann.



a)



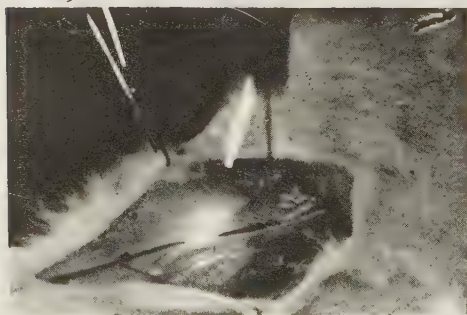
b)



c)



d)



e)



f)

- Bild 63: a) Abstrahlung eines PS/PMMA-Lichtleiters, $d = 1,5 \text{ mm}$, $L \approx 30 \text{ m}$
 b) Abstrahlung von Kern und Mantel
 c) Divergenz eines Kunststofflichtleiters (dargestellt durch Fluoreszenz in Rhodamin 6G + Trypaflavin)
 d) Abstrahlung eines in einem Endoskop eingeführten Kunststofflichtleiters mit PTFE-Schutzschlauch
 e) Erzeugung einer Thrombose in einer nichteröffneten Vene
 f) Photokoagulation eines arteriell blutenden Ulkus im Magen mit durch ein Endoskop eingeführtem Kunststofflichtleiter
 (von links nach rechts: vor, während und nach der Koagulation).

4.4.6 Streuverhalten und Leistungsbilanz bei Kunststofflichtleitern

Bei der Übertragung hoher Lichtleistungen mit realen Lichtleitern kommt es infolge verschiedener Mechanismen auch zu merklicher seitlicher Abstrahlung. Als Ursachen für diese verallgemeinerte Streustrahlung sind die eigentliche Streuung nach Abschnitt 3.1.3, die Brechung und Beugung an Grenzflächeninhomogenitäten und die nach erfolgter Absorption reemittierte Fluoreszenz zu nennen. Die bei der Übertragung von intensiven Argon-Ionen-Laserwellenlängen in Kunststofflichtleitern mit PS oder PMMA-Kern entstehende Fluoreszenzstrahlung im orangen Spektralbereich könnte nach entsprechender Eichung bei der Leistungsmessung und Qualitätskontrolle entlang eines Lichtleiters Verwendung finden. Als eigentliche Ursachen der Fluoreszenz kommen bei Kunststoffen UV-Absorber, Reste radikalischer Initiatoren, Antioxidantien und optische Aufheller in Frage, die bereits bei der Polymerisation zugegeben werden. Der betragsmäßige Anteil der Fluoreszenz an der gesamten Streustrahlung läßt sich auf Grund des von der übertragenen Laserwellenlänge verschiedenen Fluoreszenz-Wellenlängenbereichs trennen. Da der Anteil aber bei den untersuchten Lichtleitern nur gering war, wurden die Streuungsmessungen nicht frequenzselektiv durchgeführt. Ohne besondere Maßnahmen wie z.B. Brechungsindexanpassung des Mantels durch Immersion kann die in der Lichtleiterumgebung gemessene Streustrahlung nicht die gesamte Streuleistung repräsentieren, da nicht alle Strahlen, die im Lichtleiter gestreut werden, den Lichtleiter verlassen können, sondern nur solche, für welche nach Gl. (66) der partielle Einfallswinkel am Kern/Mantel-Übergang $\theta_0 < \arcsin(n_3/n_1)$ ist. Dieses für Meridionalstrahlen gültige Ergebnis wird bei Vorhandensein nichtmeridionaler Strahlen durch Gl. (119) modifiziert. Außerdem beeinflussen die nichtidealen Grenzflächen Kern/Mantel und Mantel/Umgebung sowie das Mantelmaterial selbst die seitliche Streuung nicht unwesentlich. Theoretische Untersuchungen liegen für ideale Grenzflächen und Meridionalstrahlen nur ansatzweise vor /211/. Dagegen gibt es zahlreiche Arbeiten, die sich mit Meßtechniken zur Erfassung der Gesamtdämpfung, der Absorption und der Streuung bei Glasfasern befassen. Zur Messung der Streuung wurde von Tynes et al. /212/ ein würfelförmiger Streulicht-Detektor von 1 cm Kantenlänge und von Broquet /213/ eine Ulbrichtsche Kugel mit einem Durchmesser von 10 cm verwendet. Die direkte Messung der Absorption in Lichtleitern ist bisher nicht zufriedenstellend gelöst worden. Unter Ausnutzung der thermodynamischen Eigenschaften der absorbierten und gestreuten Energien hat Zaganiaris /214/ mit Pulsmessungen die mit der Absorption verbundene zeitliche Verzögerung bei der Wärmeentwicklung zur Trennung von Absorptions- und Streuverlusten verwendet.

Der Mechanismus und die Ursachen der Streuung in optischen Lichtleitern sind sehr komplex, und es ist bislang nicht möglich gewesen, den Einfluß der verschiedenen Anteile auf die Übertragungseigenschaften ummantelter Lichtleiter theoretisch vollständig zu beschreiben. Für Kunststofflichtleiter verschiedener Kern/Mantel-Kombinationen zur Leistungsübertragung sind detaillierte Untersuchungen bisher nicht bekannt geworden. Nach dem in Bild 64 dargestellten Prinzip wurde hier die Streuerverteilung bei Kunststofflichtleitern gemessen.

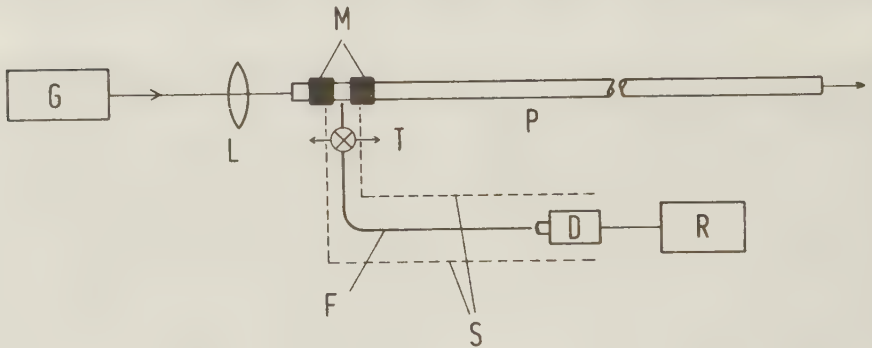


Bild 64: Prinzip zur Messung der Streuerverteilung bei Kunststofflichtleitern (Erläuterungen im Text).

Großflächige Detektoren eignen sich nur bedingt zur quantitativen Messung der Streuung; deshalb wurde die aus einem von der Maske M freigegebenen Bereich nach außen gestreute Leistung mittels einer im Vergleich zum Testobjekt dünnen Faser detektiert. Als Meßfasern wurden folgende Typen verwendet: Multimode-Glasfasern mit 66 μm Kerndurchmesser, PMMA/F-cop.-Lichtleiter mit 120 μm Durchmesser, PS/PMMA-Lichtleiter mit 0,25 mm Durchmesser, und PS/PMMA-Lichtleiter mit 0,5 mm Durchmesser.

Störlichteinflüsse wurden durch eine optisch dichte Abschirmung S vom Meßeingang und vom Meßlichtleiter auf seiner ganzen Länge bis zum Detektor D ferngehalten. Durch eine mechanische Translationsvorrichtung T wurde die Messung an jedem Punkt der Probe P möglich. Zur Auswertung der Einzelmessungen ist die Kenntnis folgender Daten erforderlich: Durchmesser d_f des Meßlichtleiters, Durchmesser D der Probe, Länge L der Probe, Einzelmeßwerte M_i , Totalreflexionskorrektur K_T und Eichfaktor C_E der Meßanordnung.

Der Totalreflexionskorrekturfaktor K_T kann näherungsweise durch die Relation

$$K_T = 1 - \sin \theta_{3C} = \frac{n_2 - n_3}{n_2} \quad (200)$$

angegeben werden und berücksichtigt den durch Totalreflexion am Mantel/Umgebungs-Übergang zurückgehaltenen Streuanteil. Für PS/PMMA ist $K_T \approx 33\%$ für $n_3 = 1$ und für PMMA/F-cop. muß mit $K_T \approx 28\%$ gerechnet werden. Die entsprechenden Korrekturfaktoren $(n_1 - n_2)/n_1$ für die durch Totalreflexion am Kern/Mantel-Übergang nicht als äußere Streuung meßbaren Anteile, sind mit 6,2% bzw. 6,7% für PS/PMMA bzw. PMMA/F-cop. geringer und werden nicht weiter berücksichtigt.

Für die hier durchgeführte Messung der Gesamtstreuverluste gilt die Beziehung

$$P_S = \frac{4 \cdot D \cdot L}{d_F} \cdot \sum_{k=1}^N \sum_{i=1}^{n_K} \frac{M_i}{n_K} \cdot C_E \cdot (1 + K_T) \quad (201)$$

wobei $n_i (i=1, 2, \dots, N)$ die Anzahl der an verschiedenen Meßstellen in radialer Richtung ermittelten Werte bezeichnet. Die Meßwerte M_i selbst wurden aus 4 mit den Verhältnissfaktoren a_j gewichteten Teilmeßwerten m_{ij} berechnet:

$$M_i = \sum_{j=1}^4 a_j \cdot m_{ij} \quad (202)$$

wobei die Teilmeßwerte für jeweils ein Ringelement der Probenumfangsfläche folgende Bedeutung haben:

m_{i1} : = Teilmeßwert der Rückwärtsstreuung, $\varphi = -90^\circ$

m_{i2} : = Teilmeßwert der Seitwärtsstreuung, $\varphi = 0^\circ$

m_{i3} : = Teilmeßwert der 45°-Streuung, $\varphi = 45^\circ$

m_{i4} : = Teilmeßwert der Vorwärtsstreuung, $\varphi = 90^\circ$

Der Neigungswinkel φ bezeichnet die Richtung der Meßfaserachse gegenüber der Normalen zur Probenoberfläche. Die Teilmeßwerte m_{ij} erfassen entsprechend ihrem Aperturwinkel etwa folgende Winkelbereiche:

$$\begin{aligned} m_{i1}: & -90^\circ < \varphi < -70^\circ, & m_{i2}: & -20^\circ < \varphi < 20^\circ, \\ m_{i3}: & 20^\circ < \varphi < 70^\circ, & m_{i4}: & 70^\circ < \varphi < 90^\circ \end{aligned}$$

Diese Auswahl hat sich bei vielen Vergleichsmessungen mit vielen Meßpunkten entsprechend einer Vielzahl von Neigungswinkeln als ausreichend genau erwiesen. Bild 65 zeigt die Streuverteilung $P_{S\varphi}$ bei einem PS/PMMA-Lichtleiter der Länge $L=3,38$ m bei einem Durchmesser von 1,5 mm. Die Streucharakteristiken wurden für $z=60, 90$ und 300 cm eingezeichnet.

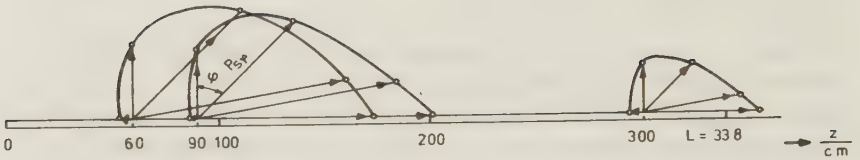


Bild 65: Streuverteilung $P_{S\varphi}$ bei einem 1,5 mm dicken PS/PMMA-Lichtleiter der Länge $L=3,38$ m.

Die Vorwärtsstreuung trägt bei weitem am meisten zu den Streuverlusten bei. Von dieser Tatsache kann man sich durch visuelle Beobachtung bereits überzeugen. Für die Gewichtsfaktoren a_i in Gl. (201) ergaben sich folgende experimentell ermittelten Verhältnisse: $a_1 : a_2 : a_3 : a_4 = 1 : 10 : 20 : 40$.

Nach Messung der Streuung läßt sich nach Bild 66 eine Leistungsbilanz für die Eingangsleistung P_{ein} aufstellen:

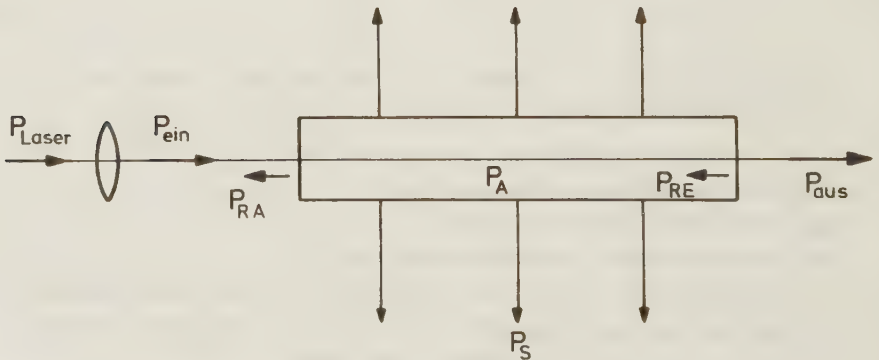


Bild 66: Schema zur Leistungsbilanz

$$P_{\text{ein}} = P_{\text{RA}} + P_{\text{A}} + P_{\text{S}} + P_{\text{RE}} + P_{\text{aus}} \quad (203)$$

wobei P_{RA} , P_{RE} die am Anfang bzw. Ende des Lichtleiters auftretenden Fresnel-Leistungsverluste, P_{A} die Absorptionsleistungsverluste, P_{S} die Streuleistungsverluste und P_{aus} die Ausgangsleistung darstellen. Für die reflektierten Leistungen gilt:

$$P_{\text{RA}} = R \cdot P_{\text{ein}} \quad (204a)$$

$$P_{\text{RE}} = \frac{R}{1-R} \cdot P_{\text{aus}} \quad (204b)$$

wobei für $n_0 = n_*$, $R_A = R_E = R$ der in Abschnitt 3.1.1 definierte Reflexionsgrad ist. Für die Ausgangsleistung P_{aus} gilt:

$$P_{\text{aus}} = (1-R)^2 \cdot P_{\text{ein}} \cdot \left[1 - \frac{P_A + P_S}{(1-R) \cdot P_{\text{ein}}} \cdot l \right] \quad (205)$$

wobei $P_A = \frac{P_A}{l}$ und $P_S = \frac{P_S}{l}$ die spezifischen Absorptions- und Streuleistungsverluste pro Längeneinheit darstellen. Aus den gemessenen Leistungen P_{ein} , P_{aus} und P_S läßt sich die absorbierte Leistung P_A berechnen:

$$P_A = (1-R) \cdot P_{\text{ein}} - \frac{P_{\text{aus}}}{1-R} - P_S \quad (206)$$

Für den 3,38 m langen Kunststofflichtleiter vom Typ PS/PMMA wurden bei $P_{\text{ein}} = 700 \text{ mW}$ und $R = 0,052$ folgende Werte gemessen und errechnet: $P_{\text{aus}} = 125 \text{ mW}$, $P_S = 430 \text{ mW}$, $P_{RA} = 36,4 \text{ mW}$, $P_{RE} = 6,85 \text{ mW}$, $P_A \approx 102 \text{ mW}$, $P_A = 30 \text{ mW/m}$, $P_S = 127 \text{ mW/m}$. Dies entspricht einem Lichtleiterdämpfungsbelag von $a_{TL} = 2,08 \text{ dB/m}$. Prozentual liegen folgende Verhältnisse vor:

$P_{RA} = 5,2\%$; $P_A = 14,6\%$; $P_S = 61,4\%$; $P_{RE} = 0,97\%$ und $P_{\text{aus}} = 17,83\%$.

Nach sukzessiver Kürzung des Lichtleiters wurden z.B. für $L = 1,5 \text{ m}$ folgende Verhältnisse ermittelt:

$P_{RA} = 5,2\%$; $P_A = 10\%$; $P_S = 35\%$; $P_{RE} = 2,5\%$ und $P_{\text{aus}} = 47,3\%$, d.h. für kürzere Lichtleiter wächst zwar der Anteil der Fresnelschen Reflexionsverluste, andererseits gehen aber insbesondere die Streuverluste zurück, so daß die Ausgangsleistung mehr als proportional steigt. In Bild 67 sind die Verhältnisse für das obige Beispiel graphisch dargestellt.

Zu Vergleichszwecken und zur raschen Bestimmung der Gesamtstreuverluste wurde die pro Längeneinheit aus dem Lichtleiter gestreute Leistung unter Verwendung einer Ulbrichtschen Kugel gemessen. Die pro Längenintervall Δl gestreute Leistung P_S ergibt sich für $\alpha_{TS} \cdot \Delta l \ll 1$ näherungsweise aus:

$$\Delta P_S(z) \approx P_{\text{ein}}' \cdot \alpha_{TS} \cdot e^{-\alpha_{TL} \cdot z} \cdot \Delta l \quad (207)$$

wobei angenommen wurde, daß sich der Gesamtdämpfungskoeffizient α_{TL} eines Kunststofflichtleiters additiv aus einem verallgemeinerten Streu- und Absorptionsanteil zusammensetzt, d.h. es wird $\alpha_{TL} = \alpha_{TS} + \alpha_a = \alpha_L + \alpha_A \approx \alpha_G + \alpha_A$ und $\alpha_{TS} = \alpha_S + \alpha_A = \alpha_R + \alpha_V + \alpha_A$ gesetzt, wobei α_{TS} der Gesamtstrekoeffizient ist, der die Verluste durch nichtideale Totalreflexion mitberücksichtigt.

Nach Gl. (207) genügt die Kenntnis der Eingangsleistung P_{ein}' im Lichtleiter, des Gesamtdämpfungskoeffizienten α_{TL} und des Längenintervalls Δl zur Ermittlung des Gesamtstrekoeffizienten α_{TS} . Durch Modifikation einer Ulbrichtschen

Kugel mit zwei seitlich am Umfang angebrachten Durchführungen (Bild 68) war eine kontinuierliche Variation des Längenintervalls im Bereich $0 < \Delta l < 110 \text{ mm}$ und damit eine je nach Anforderung längenselektive Messung möglich.

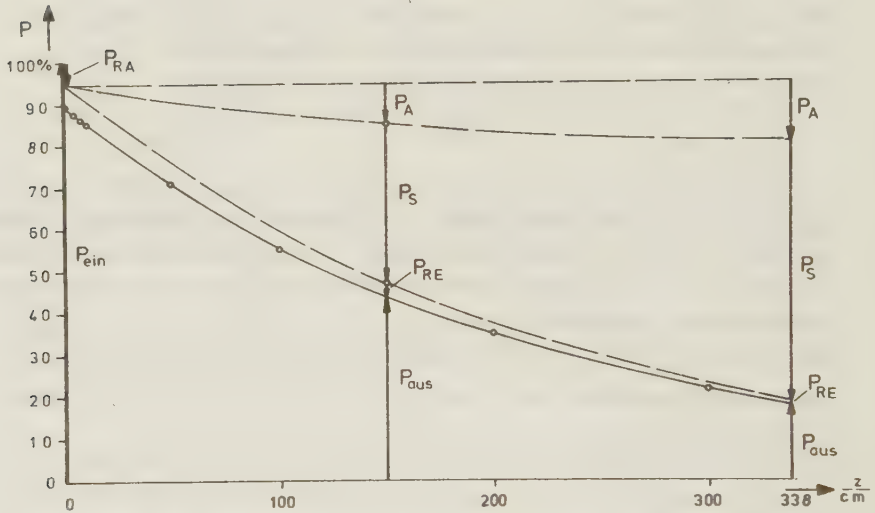


Bild 67: Leistungsbilanz für einen PS/PMMA-Lichtleiter ($L = 3,38 \text{ m}$; $d = 1,5 \text{ mm}$; $\alpha_{TL} = 2,08 \text{ dB/m}$).

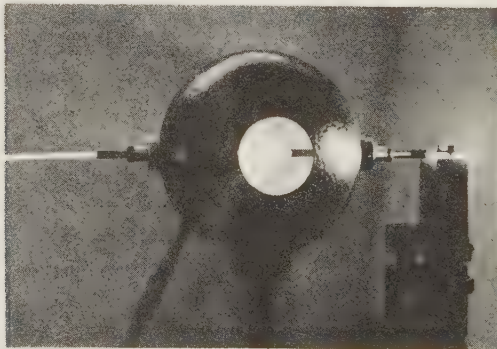


Bild 68: Ulbrichtsche Kugel mit Durchführungen zur längervariablen Streuungsmessung bei Kunststofflichtleitern

In Bild 69 ist das Ergebnis von 4 Messungen an verschiedenen Kunststofflichtleitern dargestellt.

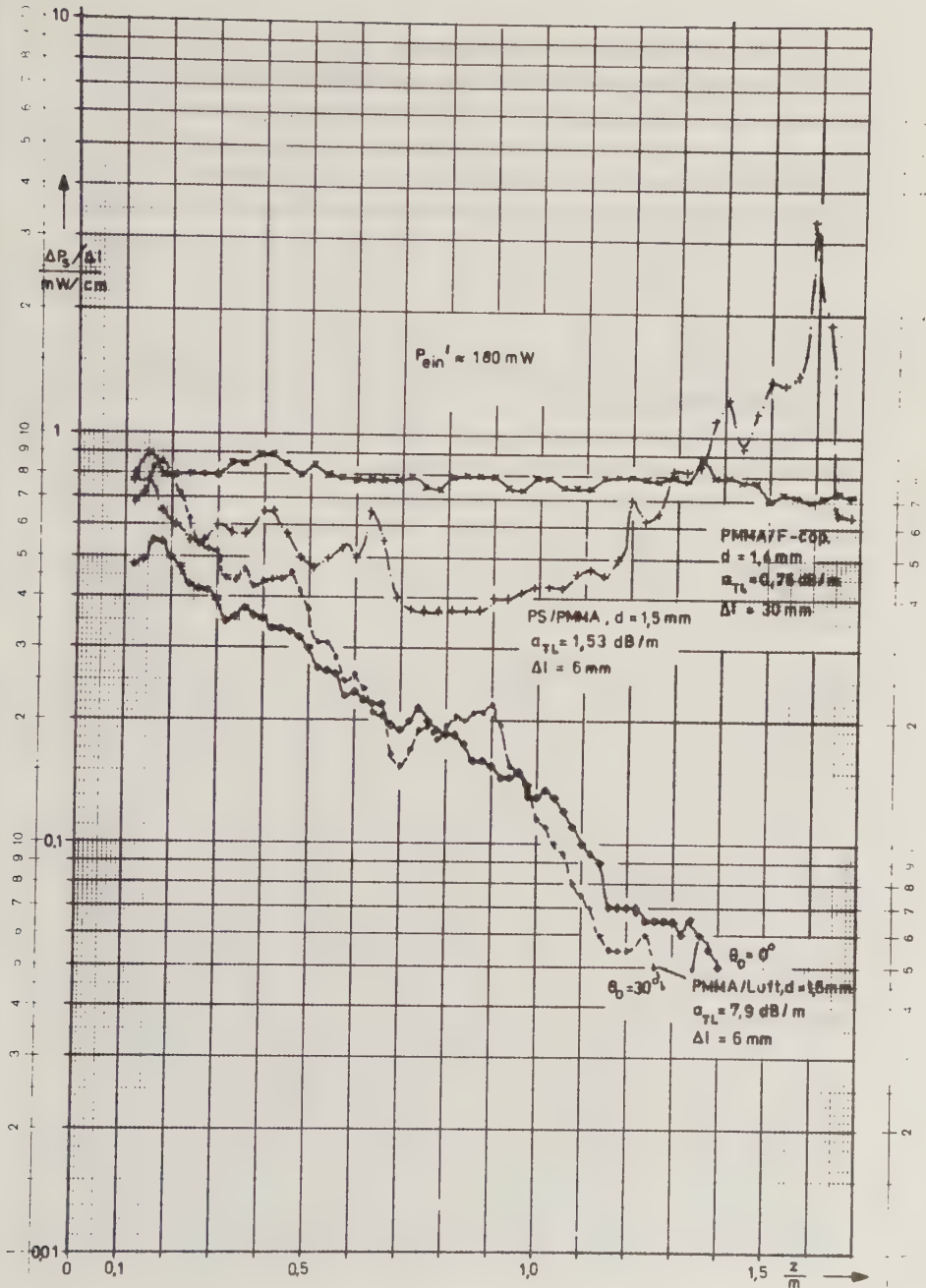


Bild 69: Streuung pro Längeneinheit bei Kunststofflichtleitern

Aus der halblogarithmischen Darstellung kann man gemäß Gl. (207) α_{TL} und α_{LS} bei gegebener Eingangsleistung P_{ein} und Meßaperturlänge Δl bestimmen. Für einen PMMA/Luft-Lichtleiter ergibt sich bei $\theta_0 = 0^\circ$ ein Verhältnis $\alpha_{LS}/\alpha_{TL} \approx 0,3$ und für $\theta_0 = 30^\circ$ wird $\alpha_{LS}/\alpha_{TL} \approx 0,37$ unter Berücksichtigung der Totalreflexionskorrektur an der Grenzfläche. Bei verlustärmeren Lichtleitern ist eine Auswertung der Meßkurve oft nur durch numerische Integration möglich. In diesen Fällen erhält man die Streuleistung ΔP_S für $\Delta z = z_2 - z_1 > 0$ aus:

$$\Delta P_S(\Delta z) = P_{ein} \cdot \frac{\alpha_{LS}}{\alpha_{TL}} \cdot (e^{-\alpha \cdot z_1} - e^{-\alpha \cdot z_2}) \quad (208)$$

Nach Dämpfungsmessung gemäß Abschnitt 4.4.1 und Korrektur durch K_T erhält man für den ausgemessenen PMMA/F-cop.-Lichtleiter ein Verhältnis $\alpha_{LS}/\alpha_{TL} \approx 0,27$.

In Bild 69 ist außerdem der Fall eines relativ dämpfungsarmen ($a_{TL} = 1,53$ dB/m) PS/PMMA-Lichtleiters dargestellt, der sich aber bei $z \approx 1,6$ m durch eine unverhältnismäßig starke Streuung auszeichnet, die in diesem Fall durch einen Riß am Kern/Mantel-Übergang bedingt war. Solche - obwohl relativ dämpfungsarmen - Lichtleiter werden in aller Regel bei Dauerstrichleistungen von mehr als 15 W selbst nach einer Entfernung von $z = 1,6$ m vom Eingang noch zerstört.

Bei der Anwendung der Kunststofflichtleiter in der Medizin und Technik zur Übertragung hoher optischer Leistungen interessiert die betragsmäßige Streustrahlung im Betrieb im Hinblick auf eventuell notwendige Schutzmaßnahmen, wie das Tragen von Laserschutzbrillen, für das Bedienungspersonal. In diesem Zusammenhang wurde u.a. die Frage nach der Verwendung eines äußeren Schutzmantels untersucht. Der Lichtleitermantel selbst kann nach den Darlegungen in Abschnitt 3.1.5 und 4.3 nicht gleichzeitig die Funktionen eines dämpfungsarmen Totalreflexionsmediums und eines lichtundurchlässigen Schutzmantels erfüllen. Durch die Aufbringung eines äußeren metallischen Mantels kann zwar die Streustrahlung auch bei höheren transmittierten Leistungen stark reduziert werden; eine Erhöhung der Transmission des Lichtleiters ist aber auch nicht bei reflektierendem Material zu erwarten - es wird im Gegenteil sogar ein gegenüber der Mantel/Umgebungstotalreflexion schlechterer Wert erzielt, der die Gesamtdämpfung erhöht. Durch galvanische Versilberung vergrößerte sich der Dämpfungsbelag eines PS/PMMA-Lichtleiters ($L = 0,94$ m, $d = 1,5$ mm) von 1,8 dB/m auf 2,6 dB/m. Vorteilhaft ist eine Galvanisierung nur im Hinblick auf eine minimale Formänderung bei Überlastung an den Lichtleiterenden, da in diesem Fall durch die metallische Umantelung nur eine geringe laterale, trompetenförmige Ausdehnung erfolgt, während ein nicht-

metallisierter Lichtleiter bei Überschreitung der zulässigen Temperatur sich an den Enden quasi-kugelförmig ausdehnt. Eine Lumenbegrenzung bei unzulässiger Lichtleitererwärmung kann auch durch einen äußeren losen Schutzschlauch aus temperaturbeständigerem Material wie PTFE oder FEP erreicht werden. Solche Schutzschläuche haben bei z.B. 3 m langen Kunststofflichtleitern selbst bei Krümmungen von 10 cm Radius keinen merklichen Einfluß auf die Transmissionseigenschaften ($< 2\%$ Erhöhung z.B. bei einem 2,5 m langen mit PTFE lose ummantelten PS/PMMA-Lichtleiter mit $a_{TL} = 1,41$ dB/m und ca. 3% Verlust bei Ummantelung eines 3 m langen PMMA/F-cop.-Lichtleiters mit $a_{TL} = 0,4$ dB/m). Beim Einsatz der Kunststofflichtleiter in der Endoskopie wurde der Einfluß eines absorbierenden, flüssigen äußeren Mantelmaterials untersucht. Befand sich z.B. Magensaft im freien Lumen zwischen Lichtleiter und PTFE-Schutzschlauch, so stieg der Lichtleiterdämpfungsbelag eines 2,2 m langen, 1,5 mm dicken PS/PMMA-Lichtleiters von 1,35 dB/m auf $1,6 \pm 1,64$ dB/m an.

4.5 Opto-mechanische Eigenschaften der Kunststofflichtleiter

Wenngleich Kunststofflichtleiter die Transmissions-Eigenschaften von Glas- und Quarzfasern nicht ganz erreichen, so zeichnen sie sich aber durch ihre vergleichbare größere mechanische Robustheit aus. Im Zusammenhang mit der Quasi-Unzerbrechlichkeit verschiedener Kunststoffe tritt die Frage nach der Flexibilität von Kunststofflichtleitern mit Durchmessern $< ca. 2$ mm auf. Ähnlich wie bei Glasfasern nehmen auch bei Kunststofffasern die Festigkeit und die Dehnbarkeit mit abnehmendem Durchmesser zu. Dieses anomale mechanische Verhalten ist insbesondere bei Glas häufig untersucht und bestätigt worden. Für die Praxis ortsveränderlicher Lichtleiter bedeutet die Verkleinerung des Durchmessers aber eine Erhöhung der Fragilität und damit das Ausscheiden für solche Einsätze, die ein Mindestmaß an mechanischer Robustheit voraussetzen. Eine mögliche Lösung für kleine Durchmesser ab $60 \mu\text{m}$ bei Kunststofflichtleitern könnte der Übergang zu elliptischen Querschnitten mit sich bringen. Bei den relativ dünnen Glasfasern könnte eine mit geeignetem Kunststoffmaterial (PTFE, FEP oder hochtemperaturbeständige Polyimide) ausgeführte Ummantelung die Fragilität weitgehend herabsetzen. Der mechanisch mögliche minimale Krümmungsradius wird hierdurch zwar nur unwesentlich beeinflusst; es ist aber eine rasche manuelle Veränderung der Krümmungsverhältnisse, wie sie beim ortsveränderlichen Einsatz erforderlich sind, schadensfrei für den eigentlichen Lichtleiter möglich. Diese Tatsache wurde hier mit einer Quarzfaser von $240 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser und einem $3 \mu\text{m}$ dicken Polymantel mit niedrigerem Brechungsindex als derjenige von Quarz, die einen

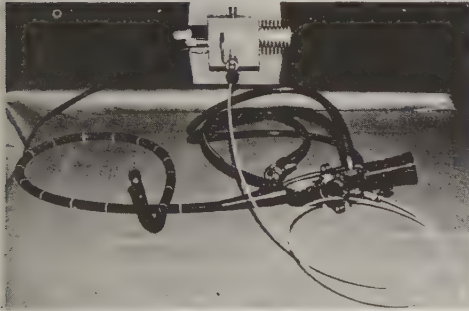
stabilitätserhöhenden Polypropylenmantel (PP) mit einem Außendurchmesser von 450 μm hatte, nachgewiesen.

Das Problem der Schutzummantelung von Glas- und Quarzfasern mit einem geeigneten Kunststoff liegt im wesentlichen heute noch in der teilweise unbefriedigenden Adhäsion. Grundsätzlich sollte eine systematische Untersuchung diese technologische Fragestellung lösen können und als Ergebnis eine erhöhte Bruchsicherheit der ohne Schutzummantelung für den robusten ortsveränderlichen Einsatz zu fragilen Glas- und Quarzfasern bringen. Vermutlich bewirkt eine stabile Schutzummantelung eine Erhöhung der Festigkeitswerte und damit bessere Flexibilität, da ein Schutzmantel vorhandene Oberflächenspannungen reduzieren kann. Für die relativ dünnen Glas- oder Quarzfasern ($d \leq 80 \mu\text{m}$) bleibt aber zum einen das nicht unerhebliche Einkoppelproblem hoher Dauerstrichleistungen, da intensive Laserquellen meist im Vielwellentypenbetrieb ("multimode") arbeiten und/oder mehrere Wellenlängen gleichzeitig emittieren und die betriebssichere Einkopplung in kleine Aperturen einen größeren technischen Aufwand bedingt. Zum andern bedeutet eine Verschmutzung z.B. durch Oxydationsprodukte oder Blutspritzer im technischen oder medizinischen Einsatz in der Regel die längerfristige Unbrauchbarkeit für den jeweiligen Lichtleiter zur Übertragung höherer Leistungen. Bei Gefahr derartiger Störungen müssen dann auch geeignete Maßnahmen am distalen Lichtleiterende wie die Anbringung von Schutzglasabdeckungen mit Gas- und/oder Flüssigkeitsspülung vorgesehen werden, sofern es die Applikation erlaubt. Kunststofflichtleiter können aufgrund ihrer größeren Elastizität bei gleichen Krümmbarkeitsforderungen mit wesentlich größeren Durchmessern eingesetzt werden wodurch sich die Ankoppelprobleme von Seiten der zur Verfügung stehenden Apertur verringern. Außerdem ist es ein entscheidender Vorteil der Kunststofflichtleiter, daß im Betrieb auftretende Beschädigungen am distalen Ende nur zu einer verhältnismäßig kurzen Unterbrechungszeit führen, die zum relativ einfachen Abschneiden des beschädigten Endes benötigt wird.

Am Beispiel des endoskopischen Einsatzes soll die Krümmbarkeits- und Flexibilitätssforderung an einem Lichtleiter untersucht und erläutert werden.

Bild 70a zeigt das erste vom Institut für Hochfrequenztechnik und der Medizinischen Klinik mit Poliklinik in Erlangen entwickelte Laser-Photokoagulationssystem bestehend aus Argon-Ionen-Laser, Ankopplungssystem und ca. 3 m langen hochflexiblem in ein modernes Endoskop eingeführtem Kunststofflichtleiter zur Leistungsübertragung. In Bild 70b ist die mit ca. 200° invertierte Instrumentenspitze mit Kunststofflichtleiter und Gleit-Schutzschlauchumhüllung abgebildet. Der Krümmungsradius beträgt dabei $r = 13 \div 15 \text{ mm}$. Während

Bild 70d die extreme mechanische Krümmbarkeit $r = 1,55 \div 1,57$ mm eines 1,5 mm dicken PMMA/F-cop.-Lichtleiters zeigt, wird in Bild 70c die Abstrahlung eines gekrümmten Kunststofflichtleiters dokumentiert. Die Krümmungsradien betragen im Bild 70c oben $r = 1,8 \div 2,5$ mm und unten $r = 9$ mm.



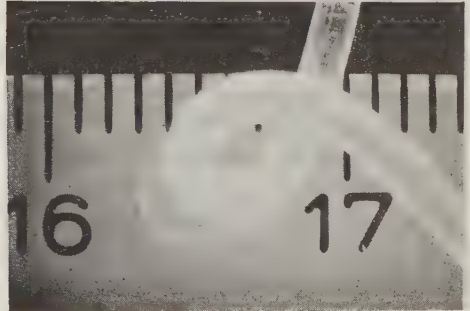
a)



b)



c)



d)

Bild 70: a) Prototyp eines Laser-Photokoagulationssystems

b) 200°-Inversion eines modernen Endoskops

c) Abstrahlung eines Kunststofflichtleiters bei extremer Krümmung

d) Mechanische Krümmbarkeit von Kunststofflichtleitern

Für das Verhältnis des minimalen mechanisch zulässigen Krümmungsradius r_{me} zum Lichtleiterdurchmesser D gilt nach /42/:

$$\frac{r_{me}}{D} = \frac{E_m}{2 \cdot \sigma_z} \quad (209)$$

wobei E_m der Elastizitätsmodul und σ_z die Zugfestigkeit sind. Bei vergleichbaren Festigkeitswerten von Kunststoff- und Glaslichtleitern bedeutet der rund 10fach größere Elastizitätsmodul für Gläser nach Gl. (209) eine rund 10fache geringere Krümmbarkeit. Damit erhält man näherungsweise $r_{me}/D \approx 200$ für Glas- und Quarzlichtleiter mit $D > 0,3$ mm. Selbst bei 100 μ m dicken Glasfasern kommt es bei Krümmungsradien von 10 mm schon zum Bruch. Das anomale mechanische Verhalten bei extrem dünnen Glasfasern reduziert das Verhältnis auf $r_{me}/D \approx 20$, während solche Werte bereits für Kunststofflichtleiter mit D -Werten im cm-Bereich erreichbar sind und der Minimalwert für $D \approx 1,5$ mm etwa $r_{me} \approx 0,5 \div 1,0 \cdot D$ ist. Kunststofflichtleiter mit $D > 0,64$ mm können daher nicht, wie in /166/ geschehen, als unbiegsam bezeichnet werden.

Zur überschlägigen Untersuchung der anwendungsbezogenen mechanischen Eigenschaften wurde ein Kunststofflichtleiter mit $d = 1,5$ mm in einen Endoskopkanal eingeführt und innerhalb von 20 min 1000mal mit einem Krümmungsradius von ca. 15 mm nach 2 Seiten um je 90° abgewinkelt. Am Ende der Testperiode waren zwar zahlreiche periphere Glasfasern in den endoskopeigenen Bild- und Beleuchtungslichtleitern gebrochen, der Kunststofflichtleiter wies aber noch die gleiche Transmission auf. Eine Bestimmung der mechanischen Stabilität gegen plötzliche Formänderungen, insbesondere schnell wechselnde Krümmungsverhältnisse, erfolgt zweckmäßigerweise experimentell. Neben dem minimalen mechanischen Krümmungsradius muß der minimale optische Krümmungsradius beachtet werden. Bei Glas- und Quarzfasern liegt der optisch zulässige Minimalwert für eine Krümmung unter dem mechanisch erlaubten Grenzwert /48/. Dagegen läßt sich z.B. mit 1,5 mm dicken und dünneren PS/PMMA- und PMMA/F-coop.-Lichtleitern der durch die Totalreflexionsbedingung für Meridionalstrahlen nach Gl. (54b) bestimmte optisch zulässige Minimalwert für den Krümmungsradius sehr leicht mechanisch unterschreiten. Aus Bild 9 und Gl. (54b) geht hervor, daß z.B. für die Kombination PS/PMMA und PMMA/F-coop. beim Einfall in die Strahlachse unter dem Winkel $\theta_0 = 0^\circ$ für den minimalen Krümmungsradius $r_{cm}(0)$ die Werte $7,6 \cdot d$ und $7 \cdot d$ resultieren. Für diese 2 Kunststofflichtleitertypen wurden mit Hilfe von Rundstäben verschiedener Durchmesser jeweils Krümmungen um 90° und 360° vorgenommen. Das Ergebnis der Messung für zwei vergleichbare Kunststofflichtleiter zeigt Bild 71.

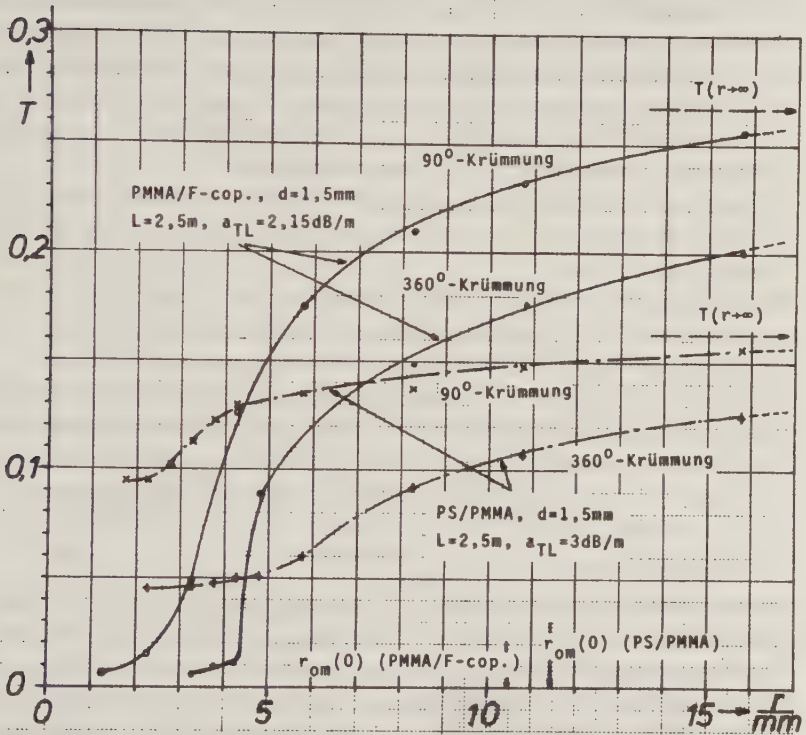


Bild 71: Transmission von Kunststofflichtleitern als Funktion der optomechanischen Krümmbarkeit (r bezieht sich auf die optische Achse)

Die generelle Eignung von Kunststofflichtleitern zur Übertragung auch bei extrem kleinen Krümmungsradien ist augenfällig. Entscheidende Transmissionsabfälle treten erst bei etwa dem halben minimalen optischen Grenzwert für den Krümmungsradius auf. Der durch die Parameter $\theta_0 = 0^\circ$ und $y = 0$ bestimmte Radius $r_{om}(0)$ kann nur als Richtwert angesehen werden, da nach Bild 9 die äußere Lichtleiterzone zum bestimmenden Bereich bei gekrümmten Lichtleitern wird. Der minimale optische Krümmungsradius ist nach Gl. (54b) eine monotone Funktion der Strahleinfallshöhe y und dies resultiert in einem relativ langsamen Abfall auch für r -Werte kleiner $r_{om}(0)$. Bei extremen Krümmungen erwiesen sich PS/PMMA-Lichtleiter mit $30:50\text{ }\mu\text{m}$ dicken Mänteln den PMMA/F-cop.-

Lichtleitern in der Transmission überlegen. Der steile Abfall der Transmission bei PMMA/F-cop. wird durch Auftreten von Rissen im nur wenige μm -dicken F-cop.-Mantel, die bis zur Grenzfläche ausgedehnt sein können, wesentlich beeinflusst. Außerdem macht sich bei extremen Krümmungen und dem damit verbundenen kleineren Einfallswinkel θ_2 die relativ große Dämpfung des F-cop.-Mantelmaterials gegenüber dem PMMA-Mantelmaterial nachteilig bemerkbar. Bei Krümmungen mit $r \leq 4,75 \text{ mm}$ kommt es zu einem Transmissionsverlust nach Aufhebung einer extremen Biegung in einer Vollschleife.

Im vorliegenden Beispiel wurden folgende relativen Transmissionsabnahmen ΔT gemessen: PS/PMMA, $d=1,5 \text{ mm}$: $r=4,75 \text{ mm}$, $\Delta T=11,1\%$; $r=3,75 \text{ mm}$, $\Delta T=27,8\%$; $r=3,25 \text{ mm}$, $\Delta T=46\%$;

PMMA/F-cop., $d=1,5 \text{ mm}$: $r=4,75 \text{ mm}$, $\Delta T=13,6\%$; $r=3,75 \text{ mm}$, $\Delta T=50\%$; $r=3,25 \text{ mm}$, $\Delta T=69\%$. Trotz der bei extremen Biegungen auftretenden Verluste kommt es aber in aller Regel nicht zum mechanischen Bruch der Kunststofflichtleiter.

Die sich bereits in Bild 71 abzeichnende Tatsache, daß die Transmissionsverluste mit wachsender Krümmungslänge steigen, wurde an einem PS/PMMA-Lichtleiter ($d=1,5 \text{ mm}$, $\alpha_{TL} \approx 2,1 \text{ dB/m}$) von $3,38 \text{ m}$ Länge untersucht. Hierbei wurde im Abstand von $2,6 \text{ m}$ vom Lichtleitereingang mit einer 360° -Krümmung von $r=13,5 \text{ mm}$ beginnend die Zahl der Vollschleifen Z_r bis auf 10 erhöht. In Bild 72 ist das Ergebnis dieser Meßreihe dargestellt.

Diese Darstellung läßt erkennen, daß die Transmission geringer als proportional mit der aus der wachsenden Krümmungszahl Z_r resultierenden Krümmungslänge abnimmt. Entsprechend wird die Zunahme des relativen Transmissionsverlustes $\Delta T = [T(0) - T(Z_r)]/T(0)$ mit wachsender Schleifenzahl geringer. Eine Exponentialnäherung entsprechend Bild 72 ist nur bedingt sinnvoll. Eine Analyse für Vielwellentypenlichtleiter im gekrümmten Zustand liegt bisher noch nicht vor. Da in einem in Vollschleifen gekrümmten Lichtleiter keine Meridionalstrahlen existieren, müßte einer geometrisch-optischen Darstellung der Fall einer zyklischen Schraube nach Abschnitt 2.2.2.4 zugrunde gelegt werden. Endliche Strahlenbündel werden darüberhinaus in einem gekrümmten Lichtleiter zu einem kontinuierlichen Spektrum von Einfallswinkeln auf der Grenzfläche aufgefächert, so daß Abstrahlungen nicht auf die radial vom Krümmungsmittelpunkt nach außen weisende Vorzugsrichtung beschränkt bleiben. Der Verlust der Rotationssymmetrie eines Lichtbündels bei Vorhandensein einer Krümmung führt darüberhinaus zwangsläufig zu einer Verbreiterung der Abstrahlcharakteristik. Krümmungen mit extremen Radien führen darüberhinaus zu Zugspannungen im äußeren Krümmungsbereich und zu Druckspannungen im inneren Krümmungsbereich des Kerns, wodurch eine optische Anisotropie (Dichte- und Brechungsindexänderung)

bedingt wird. Diese Anisotropie ist bis zu Krümmungsradien $r \approx 3 \div 4 \cdot d$ bei Kunststofflichtleitern vom Typ PS/PMMA und PMMA/F-cop. reversibel. Experimentell konnte gezeigt werden, daß es bei noch kleineren Krümmungsradien auch zu einer merklichen Abstrahlung im dem Krümmungsmittelpunkt zugewandten Lichtleiterbereich kommt, was eventuell auch auf die vergrößerte Dichte zurückzuführen sein könnte.

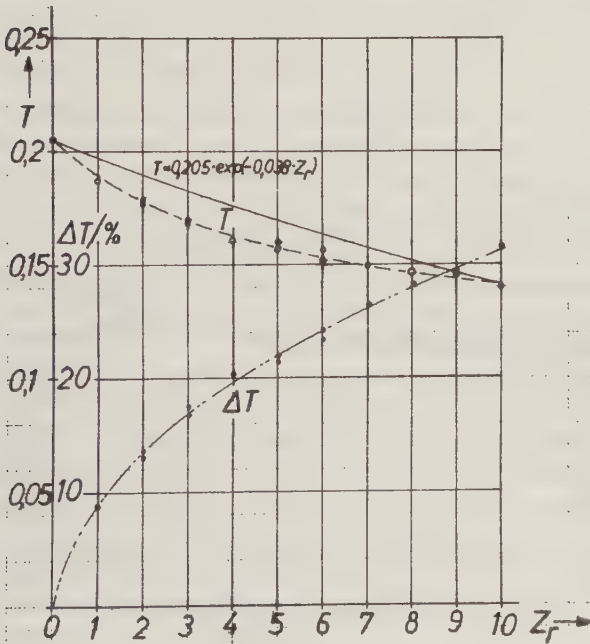


Bild 72: Transmission T als Funktion der Vollsleifenzahl Z_r eines PS/PMMA-Lichtleiters bei einem Krümmungsradius von $r = 13,5$ mm.

Außer der Formänderungsanisotropie können bei Kunststofflichtleitern mit PS- oder PMMA-Kern bei Leistungsübertragungen thermische Effekte zu einer Defokussierung führen, da die Brechungsindexänderung $dn/d\theta < 0$ für PS (ca. $-1,7 \cdot 10^{-4}$) bzw. PMMA (ca. $-1,5 \cdot 10^{-4}$) unterhalb der Glastemperatur ist.

4.6 Thermische Eigenschaften von Kunststofflichtleitern

Der Gebrauchstemperaturbereich von Kunststofflichtleitern ist stärker als derjenige von Glas- oder Quarzlichtleitern eingeschränkt. Vergleicht man jedoch Kunststofflichtleiter mit flexibel schutzmantelten Lichtleitern aus anorganischem Glas, so werden die Temperaturgrenzen vergleichbar.

Zur quantitativen Ermittlung der Temperaturbelastbarkeit, die eventuell bei höheren übertragenen Lichtleistungen auftreten kann, wurde die Transmission von Kunststofflichtleitern als Funktion der Temperatur ermittelt. Bild 73 zeigt das Verhalten für einen 1,5 mm dicken PMMA/F-cop.-Lichtleiter der Länge 3 m ($\alpha_{TL} \approx 0,35 \text{ dB/m}$).

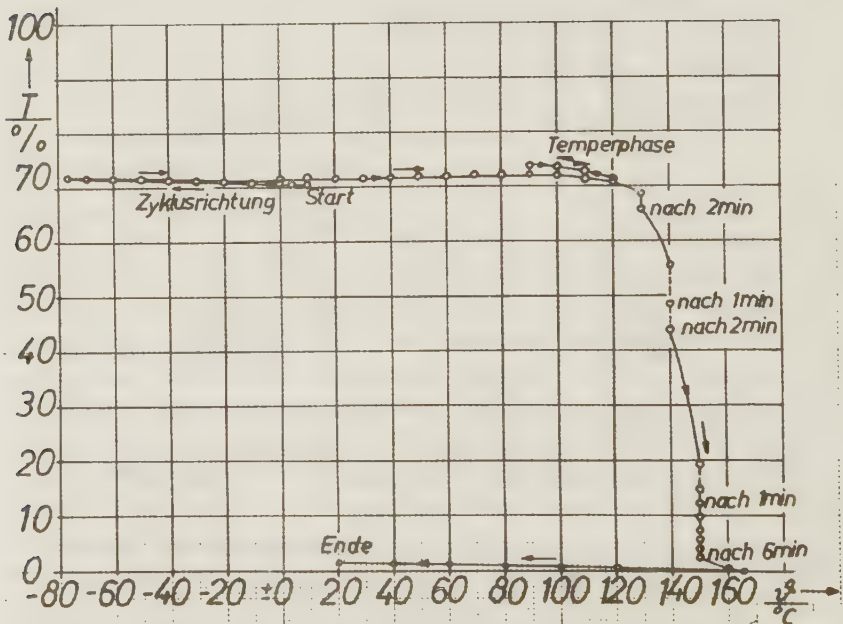


Bild 73: Transmission T eines PMMA/F-cop.-Lichtleiters als Funktion der Temperatur θ

Der Gebrauchstemperaturbereich eines PMMA/F-coop.-Lichtleiters reicht etwa bis 120°C, wenn keine äußeren Kräfte auf den Lichtleiter ausgeübt werden. Höhere Temperaturen führen zu einer irreversiblen Formänderung mit raschem Transmissionsabfall. Zusammen mit der optischen Belastung durch hohe Leistungen wird insbesondere das Lichtleiterende thermischer Strahlung ausgesetzt. In der Laserendoskopie wird ein eventuell vorhandener Blutsee mit einem durch einen losen konzentrierten Schutzschlauch geleiteten Inertgasstrom zur Seite geblasen. Hierdurch werden außerdem Oxydationsprodukte und Blutspritzer vom distalen Lichtleiterende ferngehalten. Das Gas selbst kühlt zudem das Lichtleiterende und kann thermische Schädigungen weitgehend verhindern.

4.7 Pulsübertragung mit Kunststofflichtleitern

Über Untersuchungen zur Ermittlung der Zerstörungsgrenzen bei transparenten Materialien unter Einwirkung von Pulsleistungen liegen zahlreiche Berichte vor. Beinahe ebenso groß ist aber auch die Zahl der Erklärungen und Hypothesen für die Zerstörungsursachen. In einer Studie konnten die bisherigen Ergebnisse bei Kunststoffgrundmaterialien im wesentlichen experimentell bestätigt werden. Es zeigt sich, daß jedoch im Gegensatz zu verschiedenen Berichten keine scharf definierten Grenzwerte vorliegen, sondern vielmehr eine vom Ort und Reinheitsgrad der Probe abhängige von Null durchaus verschiedene Wahrscheinlichkeit für makroskopisch sichtbare irreversible Schädigungen bereits für Pulsleistungen und Pulsenergien vorliegt, die unter den veröffentlichten Werten für das jeweilige Grundmaterial liegen. Die Reproduzierbarkeit von Zerstörungen und/oder schadensfreier Transmission ist bei gleicher Pulsenergie und Pulsspitzenleistung nicht immer gegeben, d.h. eine Zufälligkeit der Zerstörung kann nicht ausgeschlossen werden. Für eine grobe Abschätzung des Bereiches maximal zulässiger Pulsleistungen und -energien wird eine visuelle Kontrolle empfohlen, wobei eine eintretende Zerstörung als Leuchterscheinung zu erkennen ist.

Experimentell wurden mit einem Rubin-Pulslaser für die Wellenlänge $\lambda_0 = 694,3\text{nm}$ folgende Zerstörungsgrenzbereiche ermittelt:

a) im Normalbetrieb bei Pulsbreiten von ca. $0,7 \div 1 \text{ msec}$

PMMA ($a_g \approx 0,3 \div 0,8 \text{ dB/m}$):

Energiedichte $\lesssim 1,3 \cdot 10^4 \text{ J/mm}^2$

Leistungsdichte $\lesssim 2 \cdot 10^7 \text{ W/mm}^2$

b) im Güteschaltbetrieb mit Cryptozyanin in Azetonitril als sättigbarem Absorber bei Pulsbreiten von ca. 30 nsec

PMMA ($a_G \approx 0,3 \div 0,8$ dB/m):

Bei der maximalen experimentell mit dem vorhandenen System erzeugbaren Leistungsdichte von ca. $7,5 \cdot 10^6$ W/mm² konnte keine Zerstörung erzielt werden.

Über Untersuchungen zur Übertragbarkeit von Pulsenergien und Pulsleistungen mit Kunststofflichtleitern ist bisher nur eine Arbeit erschienen /141/, worin von einer übertragenen Rubinpuls-Energiedichte von $0,55 \div 0,8$ J/mm² am Ende eines 1 m langen Kunststofflichtleiterbündels berichtet wurde.

Mit der Meßanordnung nach Bild 37 wurde die Lichtleiter-Transmission von Rubinlaserpulsen bei $\lambda_0 = 694,3$ nm untersucht. Die Auswahl der Linsen 1 und 2 erfolgte dabei so, daß am Lichtleiteranfang ein Strahldurchmesser $d_A \approx 1$ mm erzielt wurde. Als Proben wurde 1,5 mm dicke und 3 m lange PS/PMMA- und PMMA/F-cop.-Lichtleiter gewählt. Die maximalen zerstörungsfrei erzielten übertragenen Pulsenergien am Lichtleiterausgang waren bei PS/PMMA ($a_{TL} = 1,46$ dB/m im Dauerstrich bei $\lambda_0 = 514,5$ nm) 25,8 mJ und bei PMMA/F-cop. ($a_{TL} = 0,62$ dB/m im Dauerstrich bei $\lambda_0 = 514,5$ nm) 159 mJ. Diese Pulsenergien könnten z.B. erfolgreich für fotografische Aufnahmen im Gastrointestinaltrakt verwendet werden. Die maximalen Energiedichten wurden für die beiden Lichtleitertypen ermittelt zu: PS/PMMA: $0,334$ J/mm²; PMMA/F-cop.: $1,69$ J/mm². Die Transmissionswerte der beiden Lichtleitertypen waren trotz unterschiedlicher Dämpfungen bei $\lambda_0 = 514,5$ nm für Rubinpulse nur geringfügig verschieden und betrugen z.B. maximal 19,3% für PMMA/F-cop. und 15,9% für PS/PMMA-Lichtleiter bei einer Länge von 3 m.

Die Diskrepanz zwischen der maximalen Energiedichte in Grundmaterialien und im Lichtleiter konnte bislang noch nicht aufgeklärt werden. Die Zerstörungsformen waren bei beiden Probenarten gleich. Da der zur Untersuchung verwendete Rubin-Puls-Laser zur Bereitstellung ausreichender Energien relativ weit über der Laserschwelle betrieben werden mußte, konnte das Vorhandensein sogenannter "hot spots" in der Intensitätsverteilung im transversalen Vielwellentypenbetrieb nicht ausgeschlossen werden. Wegen der mit steigender Laserpumpenergie wachsenden Ausgangsdivergenz und der quadratischen Abhängigkeit bei der Ermittlung der Fleckgröße kann die tatsächliche Energiedichte bei höheren Pumpenergien sogar kleiner werden, obwohl die Laserausgangsenergie größer ist.

5. Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die theoretische und experimentelle Untersuchung von Lichtleitern zur ortsveränderlichen, d.h. flexiblen Übertragung hoher optischer Leistungen über Entfernungen von wenigen Metern.

Da die Theorie der idealen Kern/Mantel-Vielwellentypen-Lichtleiter unvollständig ist, wird eine Erweiterung der geometrisch-optischen Beziehungen für Meridional- und Nichtmeridionalstrahlen durchgeführt. Dabei erfolgt die Darstellung der Theorie des idealen Lichtleiters allgemein durch Angabe der funktionalen Abhängigkeit der Lichtleiter-Kenngrößen von den außen zugänglichen Parametern, mit dem Ziel einer meßtechnikgerechten Aufbereitung. Bei allen analytischen Formulierungen des idealen Lichtleiters wird der äußere Mantel/Umgebungs-Sekundärlichtleiter mit berücksichtigt.

Die Anwendung der Geometrischen Optik auf Vielwellentypenlichtleiter ergibt unter anderem für Meridionalstrahlen schnittwinkelabhängige Aperturrelationen beim Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene und einen einfallsortsabhängigen minimalen optischen Krümmungsradius beim kreisförmig gekrümmten Lichtleiter.

Die Angabe einer Längenverhältnissfunktion ermöglicht die Aussage, daß das Verhältnis der auf die jeweiligen Reflexionslängen im gekrümmten und im geraden Lichtleiter bezogenen optischen Reflexionslängen größer oder kleiner als Eins sein kann. Für verschiedene Krümmungsradien und Strahleinfallshöhen am Lichtleiteranfang wird die Anzahl der Reflexionen am Kern/Mantel-Übergang berechnet und mit derjenigen beim geraden Lichtleiter verglichen.

Die Theorie des konischen Lichtleiters wird auf einen solchen mit langsam variierendem Durchmesser erweitert und alle Kenngrößen werden als Funktion der beschreibenden Gleichung der Raumkurve des Rotationskörpers dargestellt.

Die Sonderformen des geraden, kreisförmig gekrümmten und konischen Lichtleiters sowie der Lichtleiter mit schiefer Eintrittsebene werden einer Nichtmeridionalstrahlenbetrachtung unterzogen. Die Beschreibung der Kenngrößen erfolgt durch die Angabe der äußeren, meßbaren Einfallskoordinaten und zeigt mit den Abweichungen von den Meridionalstrahlenverhältnissen z.B. bei Aperturüberlegungen die Notwendigkeit der Einbeziehung von Nichtmeridionalstrahlen in eine vollständige Theorie der Vielwellentypenlichtleiter.

Bei einer geometrisch-optischen Analyse der Ausbreitung von Strahlenbündeln endlichen Durchmessers in Lichtleitern wird die Ausbildung von Strahlbündelkonzentrationen in Brennpunkten, Brennnlinien und Brennf lächen veranschaulicht.

Im Hinblick auf die Fragestellung der Leistungsübertragbarkeit werden die Verlustursachen durch Fresnel-Reflexion, Absorption, Streuung und nichtideale

Totalreflexion für Kunststoffgrundmaterialien und Kunststofflichtleiter analysiert. Für die Materialien PMMA, PS, SAN, PC, FEP und PTFE werden die meßtechnisch ermittelten Grundmaterialdämpfungsbeläge berichtet. In einer Analyse der nichtidealen Totalreflexion an der Kern/Mantel-Grenzfläche werden winkelschnittsweise gültige Näherungen für die polarisationsabhängigen Reflexionsgrade abgeleitet und als Funktion des Extinktionskoeffizienten des Mantelmaterials diskutiert. Aus Messungen des Reflexionsgrades bei der nichtidealen Totalreflexion wird ein effektiver Dämpfungsbelag definiert und der Reflexionsgrad durch ein Potenzgesetz dargestellt.

Der Einfluß von Geometriestörungen an der Kern/Mantel-Grenzfläche wird durch eine diskrete Wahrscheinlichkeitsverteilung beschrieben und ein aus den Geometrieabweichungen definierter Reflexionsgrad ermittelt. Die Berücksichtigung der Strahlversetzung und des partiellen Eindringens eines Strahlenbündels bei der Totalreflexion zeigt den Einfluß der Manteldämpfung auf die Gesamtlichtleiterdämpfung.

In einer Meridional- und Nichtmeridionalstrahlen umfassenden Analyse des Transmissionsgrades von Lichtleitern zeigt sich die Bedeutung des transmissionserhöhenden Einflusses der Nichtmeridionalstrahlen insbesondere für relativ kurze Lichtleiter.

Die Übertragbarkeit hoher optischer Leistungen, unter der Randbedingung einer raschen Ortsveränderbarkeit (Flexibilität) wird in ihrer Realisierung mit Kunststofflichtleitern untersucht und beschrieben, wobei als richtungsweisen Beispiel die Anwendung des flexiblen Kunststofflichtleiters zur endoskopischen Photokoagulation im Gastro-Intestinaltrakt betrachtet wird. Zur Charakterisierung der verschiedenen Kunststofflichtleitertypen wird das Ergebnis von 706 Messungen zur Gesamtdämpfung und Transmission vorgestellt. Die meßtechnische Ermittlung des Reflexionsgrades bei der nichtidealen Totalreflexion gestattet zusammen mit einer Grundmaterialdämpfungsbelagmessung die theoretische Vorhersage des Transmissionsbereiches bei Kunststofflichtleitern. Das Ergebnis der spektralen Dämpfungsabhängigkeit wird für verschiedene Kunststoffgrundmaterialien und Lichtleiter diskutiert und mit Hilfe von aus den IR-Absorptionsbanden abgeleiteten Ober- und Kombinationsschwingungen erklärt.

Von den opto-technologischen Gesichtspunkten zur Herstellung von Kunststofflichtleitern wird über verschiedene Methoden zur Verbesserung der Lichtleitereigenschaften extrudierter Lichtleiter durch direkte und indirekte Erwärmung berichtet und der Nachweis mit der Optimierung eines PMMA/F-cop.-Lichtleiters auf einen Dämpfungsbelag von 0,23 dB/m erbracht. Es folgen Vorschläge für verschiedene Kern/Mantel-Kombinationen und Sonderformen der Lichtleiter.

Die optische Leistungsfestigkeit von Kunststofflichtleitern im Dauerstrichbetrieb wird als Absorptions-, Wärmeleitungs- und Wärmeübertragungsproblem dargestellt. Die Zerstörungsursachen und Folgen werden dokumentiert und eine Darstellung des Zerstörungsmechanismus zur Diskussion gestellt.

Messungen des Streuverhaltens von Kunststofflichtleitern gestatten die pauschale Trennung von Absorption und Streuung und darüberhinaus wird eine Meßtechnik zur Ermittlung der Winkelverteilung der Streuung bei Kunststofflichtleitern vorgestellt.

Neben der Intensitätscharakteristik am distalen Lichtleiterende wird die opto-mechanische Eigenschaft der Krümmbarkeit von Kunststofflichtleitern untersucht.

In Experimenten zur Übertragung intensiver kurzzeitiger Pulse konnten die bei Grundmaterialien bekannten Zerstörungseffekte auch bei Kunststofflichtleitern nachgewiesen werden.

L i t e r a t u r

- /1/ Schriever, O.: Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten; Ann. Phys. 63 (1920), 645-673
- /2/ Tyndall, J.: On Some Phenomena Connected with the Motion of Liquids; Proc. Royal Institution 1 (1854), 446-448
- /3/ Baird, J.L.: An Improved Method of and Means for Producing Optical Images; British Patent Specification No. 20969/27 H.M. Patents Office (15.10.1926) und British Patent 285738 (15.2.1928)
- /4/ Hansell, C.W.: Improvements in or Relating to Means for Transmitting Radiant Energy such as Light, and to Apparatus for Use therewith; British Patent 295601 (21.2.1929), Application 23359/28 (13.8.1928)
- /5/ Hansell, C.W.: Picture Transmission; U.S.Patent 1751584 (25.3.1930), Application 212803 (13.8.1927)
- /6/ Lamm, H.: Biegsame optische Geräte; Zeitschr. f. Instrumentenkunde 50 (1930), 579-581
- /7/ Van Heel, A.C.S.: Optische afbeelding zonder lenzen of afbeeldingsspiegels; De Ingenieur 65 (1953), 25-27
- /8/ Van Heel, A.C.S.: A New Method of Transporting Optical Images without Aberrations; Nature 173 (1954), 39
- /9/ Hopkins, H.H.; Kapany, N.S.: A Flexible Fibrescope, Using Static Scanning; Nature 173 (1954), 39-41
- /10/ Kapany, N.S.: Optical Systems with Flexible Axes; Ph.D.Thesis, Imperial College, London, Jan. 1955
- /11/ Kapany, N.S.: An Introduction to Fiber Optics; Journ. Opt. Soc. Am. 47 (1957), 117
- /12/ Kapany, N.S.: High-Resolution Fibre-Optics Using Sub-Micron Multiple Fibres; Nature 184 (1959), 881-883
- /13/ Kapany, N.S.; Oberheim, W.A.: Microwave Analogs of Fiber Optics; Journ. Opt. Soc. Am. 48 (1958), 870
- /14/ Snitzer, E.: Proposed Fiber Cavities for Optical Masers; J. Appl. Physics 32 (1961), 36-39
- /15/ Kapany, N.S.; Burke, J.J.: Fiber Optics IX. Waveguide Effects; Journ. Opt. Soc. Am. 51 (1961), 1067-1078
- /16/ Hirschowitz, B.J.; Peters, C.W.; Curtiss, L.E.: Preliminary Report on a Long Fiberscope for Examination of Stomach and Duodenum; University of Michigan Medical Bulletin, Ann Arbor 23 (1957), 178-180
- /17/ Hirschowitz, B.J.; Curtiss, L.E.; Peters, C.W.; Pollard, H.M.: Demonstration of a New Gastroscope, the "Fiberscope"; Gastroenterology 35 (1958), 50-52

- /18/ Hirschowitz, B.J.: Endoscopic Examination of the Stomach and Duodenal Cap with the Fiberscope; *Lancet* 1 (1961), 1074-1078
- /19/ Goldman, J.A.; Meyer, R.: Transmission of Laser Beams Through Various Transparent Rods for Biomedical Applications; *Nature* 205 (1965), 892-894
- /20/ Kao, K.C.; Hockham, G.A.: Dielectric-Fibre Surface Waveguides for Optical Frequencies; *Proc. IEE* 113 (1966), 1151-1158
- /21/ Potter, R.J.; Beasor, C.E.: The History and Evolution of Fiber Optics; Seminar-in-Depth, Fiber Optics, S.P.I.E. Seminar Proc. 14 (1968), 9-28
- /22/ Gambling, W.A.; Payne, D.N.; Matsumura, H.: Gigahertz Bandwidths in Multimode, Liquid-Core, Optical Fibre Waveguide; *Optics Commun.* 6 (1972), 317-322
- /23/ French, B.G.; MacChesney, J.B.; O'Connor, P.B.; Tasker, G.W.: Optical Waveguides with Very Low Losses; *B.S.T.J.* 53 (1974), 951-954
- /24/ Uchida, T.; Furukawa, M.; Kitano, I.; Koizumi, K.; Matsumura, H.: A Light-Focussing Fiber Guide; a) *IEEE / Opt. Soc. Am. Joint Conf. Laser Eng. Appl.* (Mai 1969), Washington, D.C.; b) *IEEE J. Quant. Electron.* QE-5 (1969), 331
- /25/ Frühmorgen, P.; Reidenbach, H.-D.; Bodem, F.; Kaduk, B.; Demling, L.: Experimental Examinations on Laser Endoscopy; *Endoscopy* 6 (1974), 116-122
- /26/ Brand, H.; Bodem, F.; Reidenbach, H.-D.; Frühmorgen, P.: Eigenschaften des Lasers und seine Anwendungen in der Endoskopie; *Fortschritte der Endoskopie* (Hrsg. R. Ottenjann) 6 (1975), 3-5, Schattauer-Verlag Stuttgart
- /27/ Nath, G.: Endlich das ideale Laser-Skalpell; *Laser + Elektro-Optik* 4/1 (1972), 49-50
- /28/ Nath, G.; Gorisch, W.; Kiefhaber, P.: First Laser Endoscopy via a Fiberoptic Transmission System; *Endoscopy* 5 (1973), 208-213
- /29/ Reidenbach, H.-D.; Bodem, F.: Optical Transmission of Bulk Plastic Material and Plastic Lightguides at High Optical Powers; *Optics and Laser Technology* 7 (1975), 131-133
- /30/ Reidenbach, H.-D.; Bodem, F.; Frühmorgen, P.; Brand, H.: Eigenschaften und Einsatzmöglichkeiten eines flexiblen Kunststofflichtleiters im Bereich höherer Lichtleistungen zur Photokoagulation; *Biomedizinische Technik* 20, Ergänzungsband (1975), 293-294
- /31/ Frühmorgen, P.; Demling, L.; Bodem, F.; Reidenbach, H.-D.; Brand, H.; Kaduk, B.: Erste endoskopische Laser-Koagulationen im Gastrointestinaltrakt des Menschen; *DMW* 100 (1975), 1678
- /32/ Born, M.; Wolf, E.: *Principles of Optics*, 5. Aufl., Pergamon Press, New York 1975
- /33/ Stratton, J.A.: *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill Book Comp., New York 1941
- /34/ Reidenbach, H.-D.: *Ausgewählte Kapitel zur Theorie der Lichtleiter*; Technischer Bericht Re 2, Institut für Hochfrequenztechnik, FAU Erlangen-Nürnberg (10.6.1975)

- /35/ ---: Optic Fibre Waveguides with Improved Transmission; Department of Electronics, University Southampton; Optics and Laser Technology 6 (1974), 243
- /36/ Potter, R.J.: A Theoretical and Experimental Study of Optical Fibers; Ph. D. Thesis, University of Rochester, 1960
- /37/ Kapany, N.S.; Capellaro, D.F.: Fiber Optics.VII. Image Transfer from Lambertian Emitters; J. Opt. Soc. Am. 51 (1961), 23-31
- /38/ Potter, R.J.: Transmission Properties of Optical Fibers; J. Opt. Soc. Am. 51 (1961), 1079-1089
- /39/ Potter, R.J.; Donath, E.; Tynan, R.: Light-Collecting Properties of a Perfect Circular Optical Fiber; J. Opt. Soc. Am. 53 (1963), 256-260
- /40/ Kapany, N.S.: Fiber Optics - Principles and Applications; Academic Press, New York 1967
- /41/ Tiedeken, R.: Faseroptik und ihre Anwendungen; Akadem. Verlagsges., Leipzig 1967
- /42/ Lisitsa, M.P.; Berezinskii, L.I.; Valakh, M.Ya.: Fiber Optics; Wiley, Halstead Press, New York 1972 (Volokonnaya optika; Tekhnika, Kiev 1968)
- /43/ Allan, W.B.: Fibre Optics - Theory and Practice; Plenum Press, London 1973
- /44/ Jentzsch, F.: Optische Versuche mit Röntgenstrahlen; Physik. Zeitschr. 30 (1929), 268-273
- /45/ Kapany, N.S.: Fiber Optics, Part I: Optical Properties of Certain Dielectric Cylinders; J. Opt. Soc. Am. 47 (1957), 413-422
- /46/ Bronstein, I.N.; Semendjajew, K.A.: Taschenbuch der Mathematik; 6. Auflage; Verlag H. Deutsch; Zürich 1966
- /47/ Reichel, W.; Tiedeken, R.: Faseroptik - ein neues Bauelement im optischen Gerätebau; Feingerätetechnik 13 (1964), 39-46
- /48/ Reichel, W.: Zur Übertragung mittels optischer Leiter; Exp. Tech. Phys. 13 (1965), 359-368
- /49/ O'Brien, B.: A Theory of the Stiles and Crawford Effect; Journ. Opt. Soc. Am. 36 (1946), 506-509
- /50/ Brücke, E.: Über den inneren Bau des Glaskörpers; Archiv für Anatomie u. Physiologie 11 (1843), 345-348
- /51/ Richter, W.: Die Aperturbegrenzung bei gekrümmter Glasfaseroptik; Optik 23 (1965), 517-521
- /52/ Weizel, W.: Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd. 1; Springer-Verlag, Berlin 1955
- /53/ Reidenbach, H.-D.; Bodem, F.: Investigation of Various Transmission Properties and Launching Techniques of Plastic Optical Fibres Suitable for Transmission of High Optical Powers; Optical and Quantum Electronics 7 (1975), 355-360

- /54/ Eichenwald, A.A.: Über die Bewegung der Energie bei Totalreflexion (in russ.); Žurnal Russkago fiziko-chimičeskogo obščestva 41 (1909), 131-154
- /55/ Schaefer, C.; Gross, G.: Untersuchungen über die Totalreflexion; Ann. d. Phys. (4. Folge) 32 (1910), 648-672
- /56/ Picht, J.: Beitrag zur Theorie der Totalreflexion; Ann. d. Physik (5. Folge) 3 (1929), 433-496
- /57/ Brown, R.G.; Derick, B.N.: Plastic Fiber Optics.III: Off-Axis Transmission Characteristics; Appl. Opt. 8 (1969), 437-442
- /58/ Frühmorgen, P.; Boden, F.; Reidenbach, H.-D.; Kaduk, B.; Demling, L.: The First Successful Endoscopic Laser Coagulations of Bleeding and Potential Lesions in the Human Gastrointestinal Tract; Gastroint. End. (im Druck)
- /59/ Deeg, E.: Die Grundlagen der Lichtleitung; Kino-Technik Nr. 5 (1963), 145-149
- /60/ Karbowski, A.E.: Optical Waveguides; Advances in Microwaves (ed. L. Young), Vol. 1, Academic Press, New York 1966, 75-113
- /61/ Born, M.: Optik; Springer-Verlag, Berlin 1972
- /62/ Kortüm, G.; Oelkrug, D.: Reflexionsspektren fester Stoffe; Die Naturwissenschaften 53 (1966), 600-609
- /63/ Drozdov, V.I.: A Mechanical Interpretation of the Problem of Transmission of Light within a Bent Optical Waveguide; Radio eng. electr. phys. 11 (1966), 118-121
- /64/ Reiffel, L.; Kapany, N.S.: Some Considerations on Luminescent Fiber Chambers and Intensifier Screens; Rev. Sci. Instr. 31 (1960), 1136-1142
- /65/ Goos, F.; Hänchen, H.: Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion; Ann. d. Physik 1 (6. Folge) (1947), 333-346
- /66/ Artmann, K.: Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektierten Strahles; Ann. d. Physik 2 (6. Folge) (1948), 87-102
- /67/ Goos, F.; Lindberg-Hänchen, H.: Neumessung des Strahlversetzungseffektes bei Totalreflexion; Ann. d. Physik 5 (6. Folge) (1949), 251-252
- /68/ Lotsch, H.K.V.: Die Strahlversetzung bei Totalreflexion: Der Goos-Hänchen-Effekt; Dissertation, RWTH Aachen, Juni 1970
- /69/ Richter, W.: Die Energieübertragung durch gestreckte und gekrümmte Glasfasern; Optik 23 (1965/1966), 589-595
- /70/ Sirohi, R.S.: Light Transmission Along a Conical Fiber; Optik 30 (1969), 294-296
- /71/ Tréheux, M.; Bouillie, R.; Boisrobert, Ch.: Premières études de système de transmission numérique sur fibres optiques; Ann. Téléc. 29 (1974), 235-246
- /72/ Maxia, V.; Murgia, M.; Testa, F.: Angular Distribution of Light Transmitted by a Cylindrical Guide; Appl. Opt. 12 (1973), 98-102
- /73/ Keller, J.B.: A Geometrical Theory of Diffraction; in "Calculus of Variations and its Applications"; Proc. Symp. Appl. Math. (ed. L.M. Graves) 8 (1958), 27-52

- /74/ Snyder, A.W.; Pask, C.; Mitchell, D.J.: Light-Acceptance Property of an Optical Fiber; J.O.S.A. 63 (1973), 59-64
- /75/ Snyder, A.W.: Asymptotic Expressions for Eigenfunctions and Eigenvalues of a Dielectric or Optical Waveguide; IEEE Trans. Microw. Theor. Techn. MIT-17 (1969), 1130-1138
- /76/ Snyder, A.W.; Pask, C.: Incoherent Illumination of an Optical Fiber; J.O.S.A. 63 (1973), 806-812
- /77/ Kapany, N.S.: Fiber Optics .V.Light Leakage due to Frustrated Total Reflection; J.O.S.A. 49 (1959), 770-778
- /78/ v.Fragstein, C.: Zur Seitenversetzung des totalreflektierten Lichtstrahles; Ann. d. Physik (6. Folge) 4 (1949), 271-278
- /79/ Frühmorgen, P.; Classen, M.: Endoskopie und Biopsie in der Gastroenterologie; Springer-Verlag, Berlin 1974
- /80/ Reidenbach, H.-D.; Bodem, F.; Frühmorgen, P.; Brand, H.; Demling, L.: The Plastic Lightguide in Endoscopic Laser Photocoagulation; Endoscopy 7 (1975), 196-201
- /81/ Kiefhaber, P.; Teufel, H.; Moritz, K.: Erste Laserendoskopie mit einem flexiblen Transmissionssystem; Fortschritte der Endoskopie (Hrsg. R. Ottenjann) 6 (1975), 9-12, Schattauer-Verlag, Stuttgart
- /82/ Frühmorgen, P.; Kaduk, B.; Reidenbach, H.-D.; Bodem, F.; Demling, L.; Brand, H.: Long-Term Observations in Endoscopic Laser Coagulations in the Gastrointestinal-Tract; Endoscopy 7 (1975), 189-196
- /83/ Herbrich, H.: Laser statt Skalpell; Umschau 75 H. 5 (1975), 133-136
- /84/ Goldman, L.: Laser Medicine: Some Recent Developments; Optics and Laser Technology 7 (1975), 87-90
- /85/ Müssiggang, H.: Neue Aspekte in der Laserchirurgie; Laser + Elektro-Optik 5 Nr. 4 (1973), 49
- /86/ Nath, G.; Fidler, J.: High-Power Nd-YAG Laser-Surgery with a Fibre-Optic Delivery System; First Europ. Electro-Optics Markets and Technology Conf. (1972), 471-473
- /87/ Polanyi, T.G.; Bredemeier, H.C.: CO₂-Laser zur experimentellen Chirurgie; Laser und angew. Strahlent. 1 Nr. 4²(1969), 58-60
- /88/ Cunningham, T.M.; Hill, D.W.: Anwendung von Lasern in der Chirurgie; Laser und angew. Strahlent. 2 Nr. 3 (1970), 60-63
- /89/ Müssiggang, H.; Katsaros, W.: Experimentelle Erfahrungen mit Neodymlaserlicht bei Operationen; Laser und angew. Strahlent. 2 Nr. 4 (1970), 60-64
- /90/ Grotelüschen, B.; Bödecker, V.: Zum Schneiden von parenchymatösen Organen mit Neodym-Laserstrahl; Laser + Elektro-Optik 6 Nr. 3 (1974), 55-57
- /91/ Kaplan, I.; Ger, R.; Sharon, U.: The Carbon Dioxide Laser in Plastic Surgery; Brit. J. Plast. Surg. 26 (1973), 359-362

- /92/ Kaplan, I.; Gassner, S.; Shindel, Y.: Carbon Dioxide Laser in Head and Neck Surgery; Am. J. Surg. 128 (1974), 543-544
- /93/ Kaplan, I.; Ger, R.: Partial Mastectomy and Mammoplasty Performed with a CO₂ Surgical Laser; Brit. J. Plast. Surg. 26 (1973), 363-364
- /94/ Goodale, R.L.; Okada, A.; Gonzales, R.; Borner, J.W.; Edlich, R.F.; Wangenstein, O.W.: Rapid Endoscopic Control of Bleeding Gastric Erosions by Laser Radiation; Arch. Surg. 101 (1970), 211-214
- /95/ Nath, G.; Gorisch, W.; Kreitmair, A.; Kiefhaber, P.: Transmission of a Powerful Argon-Laser Beam Through a Fiberoptic Flexible Gastroscope for Operative Gastroscopy; Endoscopy 5 (1973), 213-215
- /96/ Dwyer, R.M.; Haverback, B.J.; Bass, M.; Cherlow, J.: Laser-Induced Hemostasis in the Canine Stomach; JAMA 231 (1975), 486-489
- /97/ Silverstein, F.; Rubin, C.E.; Auth, D.: Fiberendoscopic Control of Experimental Gastric Bleeding by Laser Photocoagulation; Gastroenterology 68 No. 4 (1975), A-189/1046
- /98/ Waitman, A.M.; Spira, I.; Chryssanthou, C.P.; Stenger, R.J.: Application of Fiberoptic-Coupled Argon Laser in the Control of Experimentally Produced Gastric Bleeding; Gastroenterology 68 No. 4 (1975), A-192/1049
- /99/ Unterleitner, F.C.; Sowers, H.L.: High Power Transmission Through Fiber Optics; Proc. S.P.I.E. 31 (1972), 45-47
- /100/ Dwyer, R.M.; Yellin, A.E.; Cherlow, J.; Bass, M.; Haverback, B.J.: Laser Induced Hemostasis in the Upper Gastrointestinal Tract Using a Flexible Fiberoptic; Gastroenterology 68 No. 4 (1975), A-31/888
- /101/ Marcatili, E.A.J.; Schmeltzer, R.A.: Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers; B.S.T.J. 53 (1974), 1783-1809
- /102/ Kersten, R.; Zeidler, G.: Experimente zur Lichtleiterausbreitung in dielektrischen Hohlleitern; A.E.O. 26 (1972), 365-368
- /103/ Wolter, H.: Untersuchungen zur Strahlversetzung bei Totalreflexion des Lichtes mit der Methode der Minimumstrahlkennzeichnung; Z. Naturforschg. 5a (1950), 143-153
- /104/ ---: DuPont CROFON* Lichtleiter; DuPont de Nemours International S.A., Genf, A-982830-2
- /105/ Pontarelli, D.A.; Olson, O.H.; Brushenko, A.; Menadier, A.C.: Glass/Plastic Fiber Transmission Characteristics; S.P.I.E. Journal 6 (1968), 128-131, 142
- /106/ Börner, M.; Maslowski, S.: a) Fortschritte in der Glasfaser-Nachrichtenübertragung; Funkschau 46 (1974), 1010-1013; b) Fortschritte in der Glasfaser-Nachrichtenübertragung; Technica 24 (1974), 2205-2208
- /107/ Richter, W.: Optische Wellenleiter mit dielektrischen Verlusten; Exp. Tech. d. Phys. 18 (1970), 439-444
- /108/ Snyder, A.W.: Excitation and Scattering of Modes on a Dielectric or Optical Fiber, IEEE Trans. MTT MIT-17 (1969), 1138-1144

- /109/ Snyder, A.W.: Radiation Losses Due to Variations of Radius on Dielectric or Optical Fibres; IEEE Trans. MTT MIT-18 (1970), 608-615
- /110/ Bose, H.; Kube, E.: Nachrichtenübertragung in Lichtleitern; Nachrichtentechnik 24 (1974), 379-382
- /111/ Van Krevelen, R.: Properties of Polymers; Elsevier Publ. Comp., Amsterdam 1972
- /112/ Voigt, J.: Die Stabilisierung der Kunststoffe gegen Licht und Wärme; Springer-Verlag, Berlin 1966
- /113/ Fabelinskii, J.L.: Molecular Scattering of Light; Plenum Press, New York 1968
- /114/ Ikeda, M.: Propagation Characteristics of Multimode Fibres with Graded Core Index; IEEE J. Quantum Electronics QE-10 (1974), 362-371
- /115/ Matsumura, H.: The Light Acceptance Angle of Graded-Index Fibre; Opt. & Quantum Electron. 7 (1975), 81-86
- /116/ Gloge, D.; Marcattili, E.A.J.: Multimode Theory of Graded-Core Fibers; B.S.T.J. 52 (1973), 1563-1578
- /117/ Gloge, D.: Propagation Effects in Optical Fibers; IEEE Trans. MTT-23 (1975), 106-120
- /118/ Adams, M.J.; Payne, D.N.; Sladen, F.M.E.: Leaky Rays on Optical Fibres of Arbitrary (Circularly Symmetric) Index Profiles; Electron. Lett. 11 (1975), 238-240
- /119/ Snyder, A.W.; Mitchell, D.J.: Leaky Rays Cause Failure of Geometric Optics on Optical Fibres; Electron. Lett. 9 (1973), 437-438
- /120/ Snyder, A.W.; Mitchell, D.J.; Pask, C.: Failure of Geometric Optics for Analysis of Circular Optical Fibres; J.O.S.A. 64 (1974), 608-614
- /121/ Chou, C.N.: Internal Absorption of Fluorescent Light in Large Plastic Scintillators; Phys. Rev. 87 (1952), 376-377
- /122/ Borsdorf, R.; Scholz, M.: Spektroskopische Methoden in der organischen Chemie; 2. Auflage, Akademie-Verlag, Berlin 1968
- /123/ Kaye, W.: Near Infrared Spectroscopy; Spectrochimica Acta 6 (1954), 257-287
- /124/ Gauthier, G.: Essai d'interprétation des spectres d'absorption dans le proche infrarouge; I. Hydrocarbures saturés aliphatiques; J. Phys. Radium 14 (1953), 19-24
- /125/ Schulz, P.: Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern; Verlag G. Braun, Karlsruhe 1968
- /126/ Goddu, R.F.; Delker, D.A.: Spectra-Structure Correlations for the Near-Infrared Region; Anal. Chem. 32 (1960), 140-141
- /127/ Smakula, A.: Zur Bestimmung der Molekulargewichte von Polystyrolen; Ang. Chem. 47 (1934), 777-779
- /128/ Harrick, N.J.: Internal Reflection Spectroscopy; John Wiley & Sons, New York 1967

- /129/ Dislich, H.; Jacobsen, A.: Lichtleitsysteme für das ultraviolette Spektralgebiet; Angew. Chem. 85 (1973), 468-473
- /130/ Tamir, T.; Oliner, A.A.: Role of the Lateral Wave in Total Reflection of Light; J.O.S.A. 59 (1969), 942-949
- /131/ Osterberg, H.; Smith, L.W.: Transmission of Optical Energy along Surfaces: Part I: Homogeneous Media; J.O.S.A. 54 (1964), 1073-1078
- /132/ Frölich, K.: Bestimmung elastisch-plastischer und optischer Eigenschaften von Kunststoffen; Dissertation, Hannover 1939
- /133/ ---: Plexiglas XT, extrudierte Platten, Rohre, Stäbe; MVxt.2; Röhm, Darmstadt; 50/969/767 (Okt. 1969)
- /134/ ---: Plexiglas, Plexidur; PE 1.4; Röhm, Darmstadt; 20/771/1614 (Okt. 1971)
- /135/ ---: Plexiglas Formmassen, Eigenschaften, Verarbeitung auf Spritzgießmaschinen; Röhm, Darmstadt; 10/573/2539
- /136/ Kraft, M.: Struktur und Absorptionsspektroskopie der Kunststoffe; Verlag Chemie; Weinheim 1973
- /137/ ---: Spektrale strahlungsphysikalische Stoff-Kennzahlen von farblosem PLEXIGLAS 222; Röhm GmbH, Darmstadt
- /138/ Roberts, R.: Attenuation Characteristics of Multimode Optical Fibre with Lossy Cladding and Lossy Jacket; Electronics Lett. 11 (1975), 529-530
- /139/ Eirich, F.R.: Rheology, Theory and Application; Vol. 3, Academic Press, New York 1960
- /140/ Hannes, H.: Interferometrische Messung der Mikrostruktur von synthetischen Fasern; Kolloid-Z. u. Z.Polymere 250 (1972), 765-774
- /141/ Brown, R.G.: Plastic Fiber Optics; I. Transmission of Ruby Laser Radiation; Appl. Opt. 6 (1967), 1269-1270
- /142/ Dettenmaier, M.; Fischer, E.W.: Untersuchungen zu den Anisotropie- und Dichtefluktuationen im Polymethylmethacrylat mit Hilfe der Lichtstreuung; Kolloid Z. u. Z.Polymere, 251 (1973), 922-931
- /143/ Schelten, J.; Kruse, W.A.; Kirste, R.G.: Ober die Gestalt von Polymethylmethacrylat im Glaszustand; Kolloid-Z. u. Z.Polymere 251 (1973), 919-921
- /144/ Vieweg, R.; Esser, F.: Kunststoff-Handbuch, Bd. IX, Polymethylmethacrylate, Hanser-Verlag, München 1975
- /145/ Colthup, N.B.: Spectra-Structure Correlations in the Infra-Red Region; J.O.S.A. 40 (1950), 397-400
- /146/ Salomon, G.; Schooneveldt-Van der Kloes, C.J.: Infrared Spectra of some Methacrylic Esters and their Polymers; Recueil 79 (1960), 313-329
- /147/ Stone, J.: Optical Transmission Loss in Liquid-Core Hollow Fibers; IEEE J. Quant. El. QE-8 (1972), 386-388

- /148/ Geppert, G.; Kipke, L.: Spektralphotometrie im nahen Infrarot und ihre Anwendung bei der Analyse von Kohlenwasserstoffen; Chem. Tech. 11 (1959), 427-430
- /149/ Thompson, H.W.; Torkington, P.: The Infra-Red Spectra of Compounds of High Molecular Weight; Trans. Faraday Soc. 41 (1945), 246-260
- /150/ Heller, W.: The Determination of Particle Sizes from Tyndall Spectra; J. Chem. Phys. 14 (1946), 566-567
- /151/ Hummel, D.O.; Scholl, F.: Atlas der Kunststoff-Analyse; Band I, Teil 1, Hanser-Verlag, München 1968
- /152/ Hummel, D.O.; Scholl, F.: Atlas der Kunststoff-Analyse; Band I, Teil 2, Hanser-Verlag, München 1968
- /153/ Nath, G.: Hand-Held Laser Welding of Metals Using Fibre Optics; Optics and Laser Technology 6 (1974), 233-235
- /154/ Nath, G.; Kreitmair, A.; Gorisch, W.: Flexible Laser Transmissionssysteme in der Medizin; Fortschritte der Endoskopie (Hrsg. R. Ottenjann) 6 (1975), 7-8, Schattauer-Verlag, Stuttgart
- /155/ Wielar, J.B.: Plastic Optical Fibers; Proc. S.P.I.E. 31 (16.-17.10.1972), 3-12
- /156/ Buyken, H.; Kriege, W.: Properties of UV-Fibers; Proc. S.P.I.E. 31 (16.-17. Okt.1972), 37-43
- /157/ Brown, R.G.; Derick, B.N.: Plastic Fiber Optics; II: Loss Measurements and Loss Mechanismus; Appl. Optics 7 (1968), 1565-1569
- /158/ Miller, R.B.: "Crofon" Light Guides; Electr. Engineer 48/11 (1971), 34-35
- /159/ Hager, T.C.; Brown, R.G.; Derick, B.N.: a) Plastic Fiber Optics; SAE-Papers; Detroit, No. 670,084, SAE-Congress Jan.1967; b) Plastic Fiber Optics; Design News 22 (1967), 102-110
- /160/ ---: Designing with DuPont CROFON^(R) Fiber Optics; DuPont; A-76 182
- /161/ ---: Glass & Plastic Optical Fibers; Dolan-Jenner Ind., Inc.; Bulletin 739
- /162/ ---: CROFON* Fiber Optics; DuPont de Nemours International S.A.; A-76043
- /163/ ---: PFX Fiber Optics Materials; DuPont; E-01391
- /164/ ---: Plastic Monofilament Fiber Optics; Welch Allyn, Inc., Form No. 1-123-11-71-5M, 1970
- /165/ Ogorkiewicz, R.M.: Engineering Properties of Thermoplastics; Wiley-Interscience, London 1970
- /166/ Breen, A.L.; Green, J.R.: Light Transmitting Filaments; Brit. Pat. 1.037.498 (27.7.1966, Specification 31.5.1965)
- /167/ Schultz, P.C.: Optical Absorption of the Transition Elements in Vitreous Silica; J.Am.Cer.Soc. 57 (1974), 309-313

- /168/ Raine, H.C.: a) Plastic Glasses; Proc. Conf. Optical Instr., London, 3 (1950), 243-256; b) Plastic Glasses; Commission Internationale d'Optique; Document S.O. 50-11
- /169/ Schreyer, G.: Kunststoffe in der Optik; Kunststoffe 51 (1961), 569-576
- /170/ Biederbick, K.: Kunststoffe; Vogel-Verlag, 3. Auflage, Würzburg 1974
- /171/ Bodem, F.; Reidenbach, H.-D.; Fröhmorgen, P.; Brand, H.: Ankopplung eines Ar-Lasers höherer Leistung an einen hochflexiblen ummantelten Plastiklichtleiter zur Durchführung endoskopischer Photokoagulation; Biomedizin. Technik 20 (Ergänzungsband) (1975), 295-296
- /172/ Lörtsch, W.; Vogel, H.: Das Zeitstandverhalten von Standard-Polystyrol; Kunststoffe 61 (1971), 933-937
- /173/ Schreyer, G.: Konstruieren mit Kunststoffen; Teil 1, Hanser-Verlag, München 1972
- /174/ Williamson, D.E.: Cone Channel Condenser Optics; J.O.S.A. 42 (1952), 712-715
- /175/ Ohtsuka, Y.: Light-Focussing Plastic Rod Prepared from Diallyl Isophthalate-Methyl Methacrylate Copolymerization; Appl. Phys. Lett. 23 (1973), 247-248
- /176/ Zschaek, H.: Faseroptik - Eignungs- und Anwendungsmöglichkeiten; die Technik 29 (1974), 235-240
- /177/ Pinnow, D.A.; Rich, T.C.; Ostermayer, F.W.Jr.; DiDomenico, M.Jr.: Fundamental Optical Attenuation Limits in the Liquid and Glassy State with Application to Fiber Optical Waveguide Materials; Appl. Phys. Lett. 22 (1973), 527-529
- /178/ Ohtsuka, Y.; Senga, T.; Yasuda, H.: Light-Focusing Plastic Rod with Low Chromatic Aberration; Appl. Phys. Lett. 25 (1974), 659-661
- /179/ Dabby, F.W.; Pinnow, D.A.; Ostermayer, F.W.; Van Uitert, L.G.; Safi, M.A.; Camlibel, I.: Borosilicate Clad Fused Silica Core Fiber Optical Waveguide with Low Transmission Loss Prepared by a High-Efficiency Process; Appl. Phys. Lett. 25 (1974), 714-715
- /180/ Laybourn, P.J.R.; Gambling, W.A.; Jones, D.T.: Measurement of Attenuation in Low-Loss Optical Glasses; Opto-Electronics 3 (1971), 137-144
- /181/ Kapany, N.S.: Fiber Optics and the Laser; Ann. New York Acad. Sci. 122 (1965), 615-637
- /182/ Schreyer, G.: Konstruieren mit Kunststoffen; Teil 2, Hanser-Verlag, München 1972
- /183/ Wedegärtner, K.: Die optischen Eigenschaften des Polystyrols; Dissertation; Philosophische Fakultät, Köln 1950
- /184/ Goldman, L.: Persönliche Mitteilung v. 11.9.1975
- /185/ Dislich, H.; Jacobsen, A.: Glas-Kunststoff-Verbunde als Lichtleitsysteme; Glastechn. Ber. 39 (1966), 164-166

- /186/ Reichel, W.; Rudolph, F.; Siegl, G.; Wanke, R.: Flexible Plast-(Kunststoff-) Lichtbündel; Jenaer Rdsch. 18 (1973), 106-108
- /187/ Vieweg, R.; Reiher, M.; Scheurlen, H.: Kunststoffhandbuch; Bd. XI, Polyacetate, Epoxidharze, fluorchaltige Polymerisate, Silicone usw.; Hanser-Verlag, München 1971
- /188/ Kaiser, P.; Hart, A.C.Jr.; Blyler, L.L.Jr.; Astle, H.: Low-Loss, Fluorocarbon-Polymer-Clad Silica Fibers; J.O.S.A. 64 (1964), 526
- /189/ Emser Werke AG: Entwicklungsprodukt Transparentes Polyamid 55; G F/asc 9.1.1976, Zürich; Persönliche Mitteilung 21.1.1976
- /190/ Fyfe, P.: Synthetic Fiber Optics; S.P.I.E. Seminar-in-Depth, Proceedings 14 (1968), 61-68
- /191/ Hager, T.C.; Brown, R.G.; Derick, B.N.: a) Plastic Fiber Optics; SPE-Journal 23/Sept. (1967), 36-42; b) "Crofon" Plastic Fiber Optics; SPE. Ann. Nat. Conf. Pap., Greenwich 13 (1967), 338-345
- /192/ Suzuki, Y.; Kashiwagi, H.: Polymer-Clad Fused-Silica Optical Fiber; Appl. Opt. 13 (1974), 1-2
- /193/ Kaiser, P.: Drawing-Induced Coloration in Vitreous Silica Fibers, J.O.S.A. 64 (1974), 475-481
- /194/ ---: Process for Extruding a Synthetic Fibre-Forming Liquid and a Spinneret Assembly for Use in the Process; Brit. Pat. 830.441 (16.3.1960, Specification 18.6.1956)
- /195/ Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen; 6. Auflage, II. Band, 8. Teil, Optische Konstanten; Springer-Verlag, Berlin 1962
- /196/ Cloud, G.: Correlations between Dispersion of Birefringence and Transmittance of Three Polymers; J.O.S.A. 60 (1970), 1042-1045
- /197/ Swope, C.H.; Innis, R.E.: Fiber Optic Laser Devices; Ann. N.Y. Acad. Sci. 168 (1970), 446-458
- /198/ Veynberg, V.B.: Progress in Soviet Fiber Optics; Sov. J. Opt. Techn. 34 (1967), 729-733
- /199/ Rieche, A.: Peroxydchemie und der Vorgang der Peroxygenierung bei Hochpolymeren; Kunststoffe 54 (1964), 428-435
- /200/ Franck, A.: Beständigkeit der Kunststoffe; VDI-Z. 109 (1967), 1321-1328
- /201/ Carslaw, H.S.; Jaeger, J.C.: Conduction of Heat in Solids; Oxford University Press, London 1959
- /202/ Gambling, W.A.; Laybourn, P.J.R.: Limiting Bandwidth of a Glass-Fibre Transmission Line; Electron. Lett. 6 (1970), 661-662
- /203/ Liang, C.Y.; Krimm, S.: Infrared Spectra of High Polymers; VI. Polystyrene; J. Polym. Sci. 27 (1958), 241-254
- /204/ Crow, J.D.: Power Handling Capability of Glass Fiber Lightguides; Appl. Opt. 13 (1974), 467-468

- /205/ Kambour, J.P.: Refractive Indices and Compositions of Crazes in Several Glassy Polymers; J. Polym. Sci. A2 (1964), 4159-4163
- /206/ Ippen, E.P.; Stolen, R.H.: Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers; Appl. Phys. Lett. 21 (1972), 539-541
- /207/ Smith, R.G.: Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering; Appl. Opt. 11 (1972), 2489-2494
- /208/ ---: Optical Uses for Plastics; British Plastics 41/8 (1968), 43-46
- /209/ Pöschl, K.: Mathematische Methoden in der Hochfrequenztechnik; Springer-Verlag, Berlin 1956
- /210/ Leheta, F.; Gorisch, W.: Koagulation und Resektion von Blutgefäßen mit dem Argon-Laser; Fortschr. Med. 93 (1975), 653-657
- /211/ Di Vita, P.; Vannucci, R.: Geometrical Theory of Light Scattering in Dielectric Optical Waveguides; Alta Frequenza 43 (1974), 789-796
- /212/ Tynes, A.R.; Pearson, A.D.; Bisbee, D.L.: Loss Mechanisms and Measurements in Clad Glass Fibers and Bulk Glasses; J.O.S.A. 61 (1971), 143-153
- /213/ Broquet, J.: La Diffusion dans les Fibres Optiques Multimodes; Ann. Télécom. 29 (1974), 195-208
- /214/ Zaganiaris, A.: Simultaneous Measurement of Absorption and Scattering Losses in Bulk Glass and Optical Fibers by a Microcalorimetric Method; Appl. Phys. Lett. 25 (1974), 345-347

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Hochfrequenztechnik der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg angefertigt.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans Brand, dem Direktor dieses Instituts, danke ich herzlich dafür, daß er die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht und mir viele wertvolle Hinweise und Anregungen gegeben hat.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. A.W. Lohmann, dem Leiter des Instituts für Angewandte Optik der Universität, danke ich für die bereitwillige Übernahme des Korreferates.

Ebenso gilt mein Dank meinem Kollegen Herrn Dipl.-Phys. F. Bodem für viele anregende Diskussionen und Herrn Dr.-Ing. habil. H. Emert, der gemeinsam mit Herrn Dipl.-Ing. H. Straetmans die numerische Auswertung der Gl. (179) durchgeführt hat.

Weiterhin sei folgenden Firmen für die Bereitstellung von Kunststoffen und Kunststofflichtleitern gedankt: BASF AG, Bayer AG, Degussa Wolfgang, Deutsche ICI GmbH, Dolan Jenner Ind. Inc., DuPont de Nemours Int. S.A., Hoechst AG, Lemosa, Pampus KG, Poly-optics Inc., Rank Precision Ind. GmbH, Rehau Plastics, Röhm GmbH und Welch Allyn; insbesondere gilt mein Dank hierbei den Herren R. Berkhuijsen (DuPont), Köstner (Lemosa) und Dipl.-Ing. H. Kuhlmann (Rehau), der auch die Aufnahme der IR-Spektren veranlaßte.

Der Verfasser

Lebenslauf des Verfassers

6.5.1942	geboren in Idar-Oberstein als Sohn des Kaufmanns Emil Reidenbach und seiner Frau Paula, geb. Deitzer
1.9.1948- 4.4.1952	Volksschule Idar
25.3.1952- 23.12.1959	Staatliches Naturwissenschaftliches Gymnasium in Idar-Oberstein
1.2.1960- 31.1.1962	zweijähriges gelenktes Praktikum bei verschiedenen Firmen
7.3.1962- 6.2.1965	Studium an der Staatlichen Ingenieurschule Saarbrücken (Fachrichtung Elektrotechnik)
5.2.1965	Eingeschränkte Hochschulreife
1.4.1965- 30.9.1966	Wehrdienst
WS 1966/67- SS 1971	Studium der Elektrotechnik (Fachrichtung Nachrichtentechnik) an der Universität Fridericiana (TH) zu Karlsruhe
17.10.1968	Diplom-Vorprüfung
13.7.1971	Diplom-Hauptprüfung
1.10.1971- 31.12.1971	Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten am Institut für Hochfrequenztechnik der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (Institutsdirektor: Prof. Dr.-Ing. Hans Brand)
Seit 1.1.1972	Wissenschaftlicher Assistent am gleichen Institut

